

Oberflächensupraleitung bei Nb-Zr-Legierungen

von

Kurt Kwasnitza

aus

Heinrichsdorf/Mähr. Ostrau



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Oberflächensupraleitung bei Nb-Zr-Legierungen

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades



vorgelegt

von

Kurt Kwasnitza

aus

Heinrichsdorf/Mähr. Ostrau

Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Erlangen - Nürnberg.



Tag der mündlichen Prüfung:	12. Februar 1969
Dekan:	Prof. Dr. H. Wegener
Berichterstatter:	Prof. Dr. H. Wegener
Berichterstatter:	Prof. Dr. W. Klose
Berichterstatter:	Prof. Dr. U. Zwicker

I N H A L T

ZUSAMMENFASSUNG

KAPITEL I

Theoretische Grundlagen

- | | | |
|----|---|----------|
| 1) | Die Ginzburg-Landau-Differentialgleichungen mit Randbedingung | Seite 1 |
| 2) | Oberflächensupraleitung - Lösung von De Gennes | Seite 6 |
| 3) | Theoretische Modelle zur Beschreibung des kritischen Oberflächenstromes | |
| | a) Das Modell von Park | Seite 12 |
| | b) Das Modell von Abrikosov | Seite 15 |
| | c) Das Modell von Fink | Seite 16 |

KAPITEL II

Experimentelle Untersuchung der kritischen Magnetfelder H_{c2} und H_{c3} bei Nb-Zr-Legierungen

- | | | |
|----|---|----------|
| 1) | Überblick über bisherige experimentelle Ergebnisse | Seite 18 |
| 2) | Probenvorbereitung | Seite 19 |
| 3) | Messung von H_{c2} | Seite 20 |
| 4) | Messung von H_{c3} | Seite 22 |
| 5) | Temperaturabhängigkeit von H_{c3} und κ_1 bei Nb _{0,94} -Zr _{0,06} | Seite 27 |

KAPITEL III

Experimentelle Untersuchung des kritischen Oberflächenstromes J_c

- | | |
|---|----------|
| 1) Magnetfeldabhängigkeit von J_c für $H > H_{c2}$ | Seite 34 |
| 2) Temperaturabhängigkeit von J_c bei
Nb _{0,94} -Zr _{0,06} | Seite 37 |
| 3) Geometrieabhängigkeit der kritischen Oberflächenstromdichte j_c | Seite 41 |
| 4) Asymmetrie von J_c | Seite 44 |

KAPITEL IV

Strominduzierte Übergänge

- | | |
|--|----------|
| 1) Das Auftreten von Widerstand in der Oberflächenschicht | Seite 45 |
| 2) Vergleich der Messungen mit dem
"Critical Surface Pinning Model" | Seite 48 |

LITERATURVERZEICHNIS	Seite 52
----------------------	----------



ZUSAMMENFASSUNG

An Nb-Zr-Legierungen mit 0 - 8 % Zr werden in Magnetfeldern bis zu 50 kOe Untersuchungen der Oberflächen-supraleitung unter verschiedenen Gesichtspunkten durchgeführt.

Die oberen kritischen Magnetfelder H_{c2} und H_{c3} , sowie der Einfluß der Probenvorbehandlung auf das Verhältnis H_{c3}/H_{c2} werden gemessen. Die Temperaturabhängigkeit des Ginzburg-Landau-Parameters κ_1 und die von H_{c3} bei $Nb_{0,94}-Zr_{0,06}$ wird bestimmt und mit verschiedenen theoretischen Voraussagen verglichen.

Die Abhängigkeit der kritischen Oberflächenstromstärke J_c von einem äußeren parallel zur Oberfläche angelegten Magnetfeld wird untersucht. Die gemessenen Stromwerte sind wesentlich kleiner, als es die theoretischen Modelle von Abrikosov, Park und Fink fordern.

Die gemessene Temperaturabhängigkeit von $J_c(H)$ stimmt mit der von Abrikosov theoretisch gegebenen überein. Das Ergebnis bei der Messung der Geometrieabhängigkeit der kritischen Oberflächenstromdichte j_c ist in Einklang mit Abrikosov und Park und steht in Widerspruch zum Fink'schen Modell.

Eine Asymmetrie von J_c konnte bei $Nb_{0,94}-Zr_{0,06}$ im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht gefunden werden.

Beim Übergang der supraleitenden Oberflächenschicht in den Normalzustand unter dem Einfluß von Transportstrom und äußerem Magnetfeld tritt, wie in der Mischphase, der Fall ein, daß die Probe noch supraleitend ist und trotzdem Widerstand zeigt.

Die Messungen widersprechen nicht dem von Swartz und Hart entwickelten Modell, das das Auftreten von Widerstand erklärt mit der unter Energiedissipation verlaufenden Bewegung von quantisierten Flußwirbeln in der Oberflächenschicht. Es wird jedoch auf den hinsichtlich seiner Anwendbarkeit auf die Oberflächensupraleitung ($H > H_{c2}$) zur Zeit noch stark hypothetischen Charakter dieses Modells hingewiesen.

KAPITEL I

THEORETISCHE GRUNDLAGEN

1) Ginzburg-Landau-Gleichungen und Randbedingung

Wir wollen zunächst einige zum Verständnis der Oberflächen-supraleitung notwendige theoretische Grundlagen darlegen.

Für die Beschreibung der Typ-II-Supraleiter in einem äußeren Magnetfeld H hat sich die Ginzburg-Landau-Theorie als sehr erfolgreich erwiesen. Dies gilt auch für die Erscheinungsform der Oberflächensupraleitung. Die fundamentalen Ginzburg-Landau-Differentialgleichungen lauten:

$$\frac{1}{2m} \left(\hbar \nabla - \frac{2e}{c} \underline{A} \right)^2 \Psi + \alpha \Psi + \beta |\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (1)$$

$$\text{rot rot } \underline{A} = \frac{4\pi}{c} \underline{j} = - \frac{4\pi \hbar^2}{mc} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{16\pi e^2}{mc} \Psi^* \Psi \underline{A} \quad (2)$$

Dabei ist

m = Elektronenmasse

$\underline{A} = \underline{A}(\underline{r})$ das im Supraleiter herrschende Vektorpotential

$\Psi = \Psi(\underline{r})$ der Ginzburg-Landau-Ordnungsparameter

Ψ_0 = Ordnungsparameter beim Magnetfeld $H = 0$.

$\alpha = -\beta \cdot |\Psi_0|^2 = -H_C^2 / 4\pi |\Psi_0|^2$

H_C = thermodynamisches kritisches Feld

$\underline{j}$ = Suprastromdichte

e = Elementarladung.

Der Ordnungsparameter $\Psi(\underline{r})$ ist dadurch definiert, daß $|\Psi(\underline{r})|^2$ die Dichte der Supraleitungselektronen am Ort $\underline{r}$ bei der Temperatur T darstellt. Er ist normiert auf die Dichte der Supraleitungselektronen bei $T = 0$.

Diese Differentialgleichungen, deren Lösung die Ortsabhängigkeit der Dichte der Supraleitungselektronen und des Magnetfeldes H im Innern des Supraleiters ergibt, werden ergänzt durch die Randbedingung:

$$\underline{n} \cdot \left(\frac{\hbar}{i} \underline{\nabla} - \frac{2e}{c} \underline{A} \right) \cdot \Psi = 0 \quad (3)$$

Hier ist $\underline{n}$ die Oberflächennormale. Die Gleichungen (1), (2) und (3) stellen ein gekoppeltes Gleichungssystem für $\underline{A}$ und Ψ dar. Für den Sonderfall, daß Ψ räumlich konstant ist, geht die Ginzburg-Landau-Gleichung (2) in die London'sche Gleichung über.

Die Ginzburg-Landau-Gleichungen werden üblicherweise noch in einer einfacheren Form verwendet. Nimmt man folgende Normierung vor und schreibt Ψ für Ψ/Ψ_0 ; x für x/λ und H für $H/\sqrt{2}H_c$, so lauten die Ginzburg-Landau-Gleichungen:

$$\left(\frac{i}{\kappa} \underline{\nabla} + \underline{A} \right)^2 \Psi - \Psi + \Psi |\Psi|^2 = 0 \quad (1a)$$

$$-\text{rot rot } \underline{A} = \underline{A} |\Psi|^2 + \frac{1}{2\kappa} (\Psi^* \underline{\nabla} \Psi - \Psi \underline{\nabla} \Psi^*) \quad (2a)$$

Die Randbedingung lautet jetzt:

$$\underline{n} \cdot \left(\frac{i}{\kappa} \underline{\nabla} \Psi + \underline{A} \Psi \right) = 0 \quad (3a)$$

Dabei ist $\lambda^2 \stackrel{\text{def.}}{=} \frac{mc^2}{16\pi e^2 |\Psi_0|^2}$ und

$$\kappa \stackrel{\text{def.}}{=} \frac{2\sqrt{2}e}{\hbar c} H_c \cdot \lambda^2.$$

Je nachdem, ob der Materialparameter κ größer oder kleiner als $1/\sqrt{2}$ ist, hat man einen Typ-II- oder Typ-I-Supraleiter vor sich. κ wird im allgemeinen auf viererlei Art aus verschiedenen Meßgrößen bestimmt und je nach Bestimmungsart mit einem Index versehen ($\kappa_1, \dots, \kappa_4$). Es hat sich gezeigt, daß die verschiedenen κ nicht immer hinsichtlich Betrag und Temperaturabhängigkeit übereinstimmen. Wir werden zur Diskussion unserer Messungen nur κ_1 und κ_4 verwenden.

κ_1 ist definiert durch

$$H_{c2} = \sqrt{2} \cdot \kappa_1 \cdot H_c.$$

H_{c2} ist dasjenige Magnetfeld, bei dem die Supraleitung im Inneren einer Probe verschwindet. κ_4 wird aus der Messung der spezifischen Wärme der Elektronen im Normalzustand und des Normalwiderstandes der Probe bestimmt. Der genaue Zusammenhang wird später angegeben.

Die Gleichungen (1), (2) und (3) wurden zunächst aus thermodynamischen Überlegungen von Ginzburg und Landau [1] hergeleitet. Dabei wurden der supraleitende und der normalleitende Zustand als zwei verschiedene Phasen des Metalls betrachtet.

Für den Fall, daß der Supraleiter sich in einem von außen angelegten Magnetfeld H_{ext} befindet, setzt man für die Differenz der freien Enthalpien von supraleitender und normalleitender Phase wie folgt an:

$$G_S - G_N = \int \left(\alpha |\Psi|^2 + \frac{1}{2} \beta |\Psi|^4 + \frac{\hbar^2}{8\pi} |\nabla \Psi|^2 - \frac{\hbar \cdot H_{\text{ext}}}{4\pi} |\Psi|^2 \right) dV \quad (4)$$

$\underline{H} = \text{rot } \underline{A}$ ist das lokale Magnetfeld im Inneren der Probe.

Bei diesem Ansatz wird angenommen, daß sich die Differenz der freien Energiedichten von Super- und Normalzustand ohne Magnetfeld als Funktion von $|\Psi|^2$ darstellen läßt und daß man diese Funktion für T in der Nähe von T_c in eine Potenzreihe entwickeln kann. Die Integration erstreckt sich über das gesamte Volumen des Supraleiters. Der letzte, den Gradienten von Ψ enthaltende Term in (4) wurde intuitiv hinzugefügt.

Im thermodynamischen Gleichgewicht muß die Differenz der freien Enthalpien von supraleitender und normalleitender Phase $= \Delta G_{SN}$ ein Minimum sein. Durch Variation des obigen über das Volumen integrierte Funktionals (4) nach Ψ und $\underline{A}$ erhält man die Ginzburg-Landau-Gleichungen (1) und (2).

Bei der Variation wird das auftretende Oberflächenintegral $\iint \Psi^* (\hbar/i \nabla - 2e\underline{A}/c) \Psi \, i\hbar/2m \, df$ vernachlässigt. Wenn man von dieser Vernachlässigung absieht und statt dessen verlangt, daß das Integral zu null wird, erhält man die obige Randbedingung (3) $\underline{n} \cdot (-i\hbar \nabla - 2e\underline{A}/c) \Psi = 0$.

In der London'schen Eichung für das Vektorpotential $\underline{A}$ gilt:

$$\text{div } \underline{A} = 0, \quad \underline{n} \cdot \underline{A} = 0, \quad \text{daraus folgt } \underline{n} \cdot \left(\frac{\hbar}{i} \nabla \Psi \right) = 0 \quad (5)$$

Setzt man die Randbedingung (3) in (2) ein, so folgt, daß die Normalkomponente der Stromdichte an der Oberfläche des Supraleiters verschwindet, umgekehrt folgt aus $j_n = 0$ nicht die obige Randbedingung, sondern allgemeiner

$$\underline{n} \cdot \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - 2e\underline{A}/c \right) \Psi = i\gamma \Psi \quad (6)$$

wobei γ eine willkürliche reelle Konstante ist.

Ein besseres physikalisches Verständnis der Ginzburg-Landau-Gleichungen einschließlich der Randbedingung besteht, seit es

Gor'kov [2] gelang, die phänomenologischen Ginzburg-Landau-Gleichungen aus der quantenmechanischen BCS-Theorie abzuleiten. Danach ist der Ordnungsparameter Ψ proportional zu der in der Bogoliubov-Formulierung der BCS-Theorie auftretenden Energielückenfunktion $\Delta(\underline{r})$. Will man Ginzburg-Landau-Gleichungen haben, die den Supraleiter bei speziellen Bedingungen beschreiben, etwa bei magnetischen Verunreinigungen, oder, was in unserem Fall interessiert, bei Existenz einer Oberfläche mit bestimmten Reflexionseigenschaften für die Elektronen, so müssen alle diese physikalischen Bedingungen bei der Bestimmung von $\Delta(\underline{r})$ berücksichtigt werden.

Nach De Gennes [3] läßt sich als Randbedingung für $\Delta(\underline{r})$ an der Oberfläche eines an einen Isolator grenzenden Supraleiters ableiten (wenn die Oberfläche in der y, z - Ebene liegt und x die Koordinate ins Innere des Supraleiters bedeutet:

$$\left(\frac{\partial \Delta}{\partial x} \right)_{x=0} = 0.$$

Daraus folgt mit der von Gor'kov gezeigten Proportionalität zwischen Δ und Ψ

$$\left(\frac{\partial \Psi}{\partial x} \right)_{x=0} = 0.$$

Betrachtet man das Verhalten eines Supraleiters an der Grenze zu einem normalleitenden Metall, so muß die Randbedingung (6) verwandt werden.

De Gennes [4] hat berechnet, daß für einen schmutzigen Supraleiter die Randbedingung (3) für alle Temperaturen zwischen $T = 0$ und $T = T_c$ gilt, während der ursprünglichen Herleitung der Ginzburg-Landau-Gleichungen ja die Voraussetzung zugrunde lag, daß T auf die Nähe von T_c beschränkt bleiben sollte.

2) Oberflächensupraleitung - Lösung von De Gennes

Abrikosov [5] hat die Ginzburg-Landau-Gleichungen für einen Typ-II-Supraleiter in einem äußeren Magnetfeld $\underline{H} = \underline{H}_z$ gelöst. Die Lösungen Ψ und $\underline{A}$ bilden in der x-y-Ebene ein periodisches Dreiecksgitter von quantisierten Flußwirbeln, das 1967 von Eschmann und Träuble [6] unter dem Elektronenmikroskop sichtbar gemacht werden konnte. Die Flußwirbelbildung wird für Magnetfelder $\underline{H} > \underline{H}_{c1}$ möglich. Bei $H_{c2} = \sqrt{2} \kappa_1 \cdot H_c$ geht die Probe in den Normalzustand über. Die kritischen Felder H_{c1} und H_{c2} können aus der Messung der Magnetisierung der Probe als Funktion des äußeren Magnetfeldes bestimmt werden. Experimentell war schon bald gefunden worden, daß Widerstandsmessungen ein wesentlich höheres oberes kritisches Magnetfeld ergaben als Magnetisierungsmessungen. Die Ursache hierfür wurde 1964 von S. James und P. G. De Gennes [7] aufgedeckt. Sie lösten die Ginzburg-Landau-Gleichungen für den Oberflächenbereich eines Typ-II-Supraleiters in einem äußeren Magnetfeld H parallel zur Oberfläche und konnten zeigen, daß in einer dünnen Oberflächenschicht, deren Dicke von der Größenordnung der Kohärenzlänge ξ ist, selbst in Magnetfeldern $H > H_{c2}$ noch Supraleitung existiert bis zu einem Feld $H_{c3} = 1,69 \cdot H_{c2}$. Bei diesen Magnetfeldern ist das Innere der Probe bereits normalleitend. Die De Gennes'sche Arbeit wurde die Basis für eine Fülle von Experimenten, die die Existenz der Oberflächensupraleitung nachdrücklich bestätigen. Auch die Theorie wurde weiter entwickelt. Es wurden z. B. verschiedene theoretische Modelle zur Beschreibung der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Oberflächenstromes aufgestellt, die Temperaturabhängigkeit von H_{c3} und $C = H_{c3}/H_{c2}$ untersucht und der Einfluß einer Beschichtung der Oberfläche mit einem normalleitenden Metall theoretisch bestimmt. Trotzdem stehen für verschiedene wesentliche Probleme in der Oberflächensupraleitung, für die die Experimentalphysiker bereits umfangreiches Material zusammengetragen haben, die theoretischen Untersuchungen noch aus.

Im folgenden wollen wir den Gedankengang der De Gennes'schen Lösung der Ginzburg-Landau-Gleichungen für die Oberfläche eines Typ-II-Supraleiters aufzeigen.

Wir wiederholen noch einmal die Problemstellung:

Gegeben ein Koordinatensystem x, y, z . Der Supraleiter fülle den ganzen Halbraum $x > 0$ aus. Seine Oberfläche liegt also in der $x = 0$ Ebene. Ein äußeres, homogenes Magnetfeld sei parallel zur Oberfläche in z -Richtung angelegt ($\underline{H} = (0, 0, H)$).

Wir interessieren uns für die Größe des kritischen Feldes H_{c3} , bei dem der Supraleiter auch an der Oberfläche normalleitend wird und für den Verlauf des Ordnungsparameters $\Psi = \Psi(x, y)$ in der Oberflächenschicht bei vorgegebenem äußeren Feld $H_{c2} < H < H_{c3}$.

Wir suchen eine Lösung der Ginzburg-Landau-Gleichungen:

$$\frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar}{i} \underline{\nabla} - \frac{2e}{c} \cdot \underline{A} \right)^2 \Psi + \alpha \Psi + \beta |\Psi|^2 \Psi = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} - \operatorname{rot} \operatorname{rot} \underline{A} &= - \frac{4\pi j}{c} = \frac{4\pi e \hbar}{mc} \cdot \left(\Psi^* \underline{\nabla} \Psi - \Psi \underline{\nabla} \Psi^* \right) + \\ &\quad \frac{16\pi e^2}{mc^2} \underline{A} |\Psi|^2 \end{aligned} \quad (2)$$

mit der Randbedingung

$$\underline{n} \cdot \left(\frac{\hbar}{i} \underline{\nabla} \Psi - \frac{2e}{c} \underline{A} \Psi \right) = 0 \quad (3)$$

Unter Verwendung der London'schen Eichung $\operatorname{div} \underline{A} = 0$ und $\underline{n} \cdot \underline{A} = 0$ schreibt sich die Randbedingung für die Oberfläche:

$$\underline{n} \cdot \underline{\nabla} \Psi = 0.$$

Wir vernachlässigen den nicht linearen Term in (1). Die Gleichung lautet dann:

$$\frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar}{i} \underline{\nabla} - \frac{2e}{c} \underline{A} \right)^2 \Psi = - \alpha \Psi \quad (7)$$

De Gennes wählt $A = (0, Hx, 0)$ und macht einen Lösungsansatz der Form $\Psi = f(x) e^{iky}$. Die Randbedingung lautet:

$$\left(\frac{df}{dx} \right)_{x=0} = 0.$$

Mit diesem Ansatz schreibt sich die Ginzburg-Landau-Gleichung (1) mit Einbeziehung der Randbedingung

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 f}{dx^2} + \frac{1}{2m} \left(\hbar k - \frac{2e}{c} Hx \right)^2 f = -\alpha f \quad (8)$$

$$\frac{df}{dx} = 0 \text{ für } x = 0 \text{ und } x \rightarrow \infty \quad (\text{für } H_{c2} \leq H \leq H_{c3})$$

Setzen wir

$$\frac{2eH}{mc} = \omega \quad \text{und} \quad \frac{\hbar c \cdot k}{2eH} = x_0$$

so folgt

$$-\frac{\hbar^2}{2m} f''(x) + \frac{m}{2} \omega^2 \cdot (x_0 - x)^2 \cdot f(x) = -\alpha f(x) \quad (9)$$

Der Parameter k ist noch nicht festgelegt. Die obige Gleichung hat die Form einer Schrödingergleichung für ein Teilchen der Masse m im Oszillatorpotential:

$$V(x) = \frac{m \omega^2}{2} (x_0 - x)^2 \quad (10)$$

Wir bemerken, daß diese Analogie nur für die Rechnung mit der linearisierten Ginzburg-Landau-Gleichung gilt. k und damit x_0 sind noch unbestimmt. $(-\alpha)$ erscheint als Eigenwert. α ist bekannt und liegt fest: $\alpha = -H_c^2/4\pi \cdot |\Psi_0|^2$.

Wir geben uns ein äußeres Feld H vor und fragen nach dem dazu-gehörigen x_0 und f , wenn die Probe sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, d. h. die freie Enthalpie im Minimum ist.

Was ist das maximal mögliche H ?

Wenn $x_0 = 0 \Rightarrow -\alpha = 1/2 \hbar \omega$ und $f = e^{-\frac{x^2}{2\xi^2}}$

wobei $\xi^2 \stackrel{\text{def.}}{=} -\frac{\hbar^2}{2m \cdot \alpha}$

Wenn $x_0 \gg \xi$ ist, führt $f = e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\xi^2}}$ zum Grenzwert

$$\left(\frac{df}{dx} \right)_{x=0} = \exp. \left\{ -\frac{x_0^2}{2\xi^2} \right\} \cdot \left(\frac{x}{\xi^2} \right) \neq 0 \quad (11)$$

Dieser Ausdruck ist ungleich null, aber sehr klein, so daß die Randbedingung näherungsweise erfüllt und

$$f = e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\xi^2}}$$

eine Lösung des Problems ist. In diesem Falle ($x_0 = 0$ oder $x_0 \gg \xi$) ist das kritische obere Feld $H = H_{c2} = \sqrt{2} \kappa \cdot H_c$.

Beweis:

$$-\alpha = 1/2 \hbar \omega = 1/2 \frac{\hbar \cdot 2 \cdot eH}{mc} = \frac{H_c^2}{4\pi |\Psi_0|^2}$$

$$H = \frac{mcH_c^2}{\hbar \cdot e \cdot 4\pi \cdot |\Psi_0|^2} = \sqrt{2} \kappa H_c = H_{c2},$$

da per definitionen

$$\kappa = \frac{m H_c \cdot 2 \cdot \sqrt{2} \cdot c}{16\pi e |\Psi_0|^2 \cdot \hbar}$$

Wir betrachten nun den Fall $x_0 \leq \xi$

Geht man zurück zu dem Ausdruck (4) für die Differenz der freien Enthalpien ΔG_{SN} von supraleitendem und Normalzustand und setzt hier $\Psi = f(x)e^{iky}$ ein und berücksichtigt man ferner, daß wegen (9) der Verlauf von $f(x)$ bei vorgegebenem H nur vom Parameter x_0 abhängt, so ergibt sich

$$\Delta G_{SN} = F(x_0).$$

Die Probe soll sich im thermodynamischen Gleichgewicht befinden. Wir variieren deshalb ΔG nach x_0 . Die Variation liefert folgenden Zusammenhang:

$$\alpha = -1/2 m \omega^2 x_0^2; \text{ schreiben wir } x_0 \text{ in Einheiten von } \xi, x_0 = \mu^2 \xi$$

so folgt

$$\alpha = -1/2 m \omega^2 \mu^2 \xi^2 = 1/2 m \omega^2 \mu \frac{\hbar^2}{2m\alpha}$$

daraus wird

$$-\alpha = \mu^2 \cdot 1/2 \hbar \omega \quad (12)$$

$$\text{wobei } \omega = \frac{2eH}{mc}.$$

α ist eine gegebene thermodynamische Funktion:

$$\alpha = - \frac{H_c^2}{4\pi |\Psi_0|^2} \implies$$

$$-\alpha = \mu^2 \cdot 1/2 \cdot \frac{\hbar \cdot 2eH}{mc}. \text{ Maximales } H \text{ bedeutet minimales } \mu^2.$$

James und De Gennes^[7] leiten eine Bestimmungsgleichung für μ^2 ab, die numerisch gelöst wird und $\mu_{\min}^2 = 0,59$ liefert.

$$H_{\max} = H_{c3} = - \frac{\alpha \cdot mc}{\mu^2 \cdot \hbar e} = \frac{1}{\mu^2} \sqrt{2} \kappa \cdot H_c =$$

$$\frac{\sqrt{2}}{0,59} \kappa \cdot H_c = 1,695 \cdot H_{c2}. \quad (13)$$

Als Lösungen für $f(x)$ ergeben sich die sogenannten Weber-funktionen. In Fig. 2 auf Seite 14 ist eine numerische Lösung für $f(x)$ abgebildet.

Oberflächensupraleitung existiert auch für Typ-I-Supraleiter, falls sie ein $\kappa > 0,417$ besitzen. Der experimentelle Nachweis hierfür wurde u. a. von Rosenblum und Cardona [8] gebracht.

Die Rechnung von De Gennes gilt für den Fall, daß der Supraleiter mit seiner Oberfläche an einen Isolator angrenzt. Für einen mit einem normalleitenden Metall beschichteten Supraleiter lautet, wie bereits erwähnt, die Randbedingung anders. J. P. Hurault [9] hat für diesen Fall berechnet, daß die supraleitende Oberflächenschicht für Felder $H_{c2} < H$ vollkommen zerstört wird, wenn die Leitfähigkeit des aufgetragenen Metalls σ_M größer ist als die Leitfähigkeit σ_S des Supraleiters im Normalzustand. Für den Fall, daß $\sigma_M < \sigma_S$, gilt nach Hurault $H_{c2} < H_{c3} < 1,695 \cdot H_{c2}$.

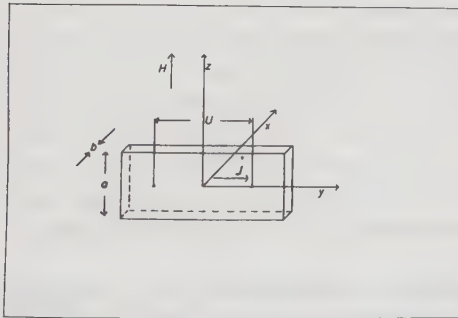


Fig. 1: Probengeometrie zur Messung von H_{c3} und des kritischen Oberflächenstromes $J_c(H, T)$.

3) Theoretische Modelle zur Beschreibung des kritischen Oberflächenstromes

Im Rahmen der Ginzburg-Landau-Theorie sind verschiedene theoretische Modelle zur Bestimmung der kritischen Stromdichte $j_c = j_c(H)$ entwickelt worden von Park [10], [11], Abrikosov [12], Fink [13] und von Swartz und Hart [14].

Diese theoretischen Modelle widersprechen einander in wesentlichen Fragen.

Der Vergleich von Theorie und Experiment zeigt teilweise große Diskrepanzen. Die bisher vorliegenden Messungen der verschiedenen Autoren stimmen miteinander gut überein. Jetzt wollen wir zunächst die ersten drei der vier obengenannten Modelle skizzieren. Das "Critical Surface State Model" von Swartz und Hart werden wir erst später im Zusammenhang mit unseren Messungen der strominduzierten Übergänge besprechen.

Das theoretische Modell von Park

Gegeben sei ein rechtwinkeliges Koordinatensystem, x, y, z . Die Oberfläche des Typ-II-Supraleiters liege in der von den Koordinatenachsen y, z gebildeten Ebene. Die positive x -Achse weise in das Innere des Supraleiters. Ein äußeres homogenes Magnetfeld $H_{c2} < H < H_{c3}$ sei parallel zur Oberfläche in z -Richtung angelegt. Der Strom fließe in der Oberflächenschicht senkrecht zu H in y -Richtung. Siehe Figur 1 auf Seite 11.

Der Strom wird von Park diamagnetisch, bzw. paramagnetisch genannt, wenn sein Magnetfeld bei $x = 0$ sich dem von außen angelegten Magnetfeld subtraktiv, bzw. additiv überlagert. Park geht von der Gültigkeit der Ginzburg-Landau-Gleichungen auch bei Existenz eines Transportstromes aus. Für den Ordnungsparameter Ψ wird der gleiche Ansatz gemacht, wie bei De Gennes

$$\frac{\Psi}{\Psi_0} = e^{iky} f(x); \quad \Psi_0 = \Psi \text{ ohne Feld.}$$

Diejenige Stromdichte wird als kritisch bezeichnet, für die gerade noch Lösungen der Ginzburg-Landau-Gleichungen einschließlich der Randbedingung existieren. Diese Stromdichte j_c wird in Kombination von analytischer und numerischer Rechnung bestimmt.

Die Ginzburg-Landau-Gleichungen in reduzierten Einheiten lauten:

$$\left(\frac{i}{\kappa} \nabla + \underline{A} \right)^2 \Psi = \Psi - |\Psi|^2 \Psi \quad (1a)$$

$$-\text{rot rot } \underline{A} = \frac{i}{2\kappa} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi) + |\Psi|^2 \underline{A} \quad (2a)$$

mit den Randbedingungen

$$\frac{df}{dx} = 0 \text{ bei } x = 0; \quad f(x) \rightarrow 0 \quad \text{und}$$

$$\frac{df}{dx} \rightarrow 0, \quad \text{wenn } x \rightarrow \infty$$

Durch partielle Integration der 2. Ginzburg-Landau-Gleichung unter Mitverwendung der 1. Ginzburg-Landau-Gleichung und $df/dx = 0$ bei $x = 0$ erhält man für den Gesamtstrom pro Leiterumfang

$$J \propto Z \cdot \frac{H_c}{\kappa}, \quad \text{wobei} \quad (14)$$

$$Z = \frac{f^2(0)}{2h_2} \cdot \left(\frac{A_0^2}{\kappa^2} + 1/2 f^2(0) - 1 \right) \quad (15)$$

$h_2 = H_{\text{ext}}/H_{c2}$; A_0 ist das zum äußeren Magnetfeld gehörige Vektorpotential.

J hängt also ab von $f(0)$, H_{ext} und κ . Bei der Berechnung von J_c werden Werte von Z , H_{ext} vorgegeben und $f(0)$ variiert bis die numerische Integration der 1. Ginzburg-Landau-Gleichung von der Randbedingung (1) ausgehend Randbedingung (2) erfüllt. Wenn Z einen bestimmten Wert Z_c überschreitet, können keine erlaubten Lösungen der Ginzburg-Landau-Gleichungen mehr gefunden werden. Es ergibt sich:

$$J_c \propto Z_c \cdot \frac{H_c}{\kappa}$$

Z_c und damit J_c ist von der Stromrichtung abhängig. Wir haben also eine Asymmetrie. Die diamagnetische Stromstärke ist kleiner als die paramagnetische, z. B. für

$$\frac{H_{\text{ext}}}{H_{c2}} = 1,43 \Rightarrow \frac{J_c \text{ para}}{J_c \text{ dia}} = 1,05;$$

$$\frac{H_{\text{ext}}}{H_{c2}} = 1,0 \Rightarrow \frac{J_c \text{ para}}{J_c \text{ dia}} = 1,22$$

In Fig. 2 ist der von Park für verschiedene z -Werte numerisch berechnete normierte Ordnungsparameter $\frac{\Psi}{\Psi_0}$ abgebildet.

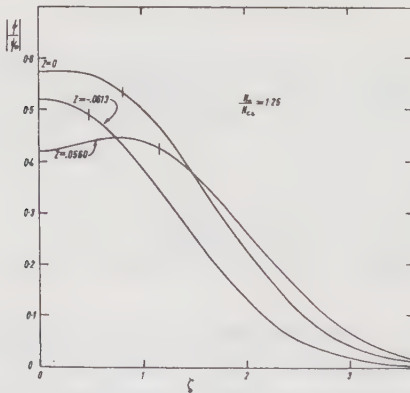


Fig. 2: Von Park numerisch berechnete normierte Amplitude des Ordnungsparameters nahe der Oberfläche als Funktion von $\xi = (x/\lambda) \cdot \kappa \cdot \sqrt{H_{\text{ext}}/H_{c2}}$ für verschiedene durch den Parameter Z charakterisierte Transportströme. $Z = 0$ ist der Fall ohne Transportstrom.

Als weiteres Ergebnis findet Park, daß j_c unabhängig von der Breite der Probe ist. Als Kritik am Park'schen Modell muß gesagt werden, daß das eigene Magnetfeld des Stromes vernachlässigt und $|\Psi|^2$ nur eindimensional angesetzt wird.

Das theoretische Modell von Abrikosov

Durch eine Kombination von Variationsverfahren und Näherungsrechnung hat Abrikosov aus den Ginzburg-Landau-Gleichungen die kritische Oberflächenstromdichte j_c berechnet. Für Ψ , den Ordnungsparameter in der Oberflächenschicht, wird als Versuchsfunktion eine an der Oberfläche zentrierte Gaußfunktion verwendet. Für $\kappa \gg 1$ und H in der Nähe von H_{c3} ergibt sich für die kritische Stromstärke pro Leiterumfang

$$j_c \propto \frac{H_c}{\kappa} \left(1 - \frac{H}{H_{c3}}\right)^{3/2} \quad (17a)$$

Es ist in diesem Fall in der Literatur üblich, H in Oe und j_c in A/cm anzugeben. Dann ergibt sich nach Abrikosov

$$j_c = \frac{5}{3\sqrt{3\pi}} \frac{H_c}{\kappa} \left(1 - \frac{H}{H_{c3}}\right)^{3/2} \frac{A}{\text{cm} \cdot \text{Oe}} \quad (17b)$$

Allgemein findet Abrikosov für beliebiges $H_{c2} < H < H_{c3}$

$$j_c \propto \frac{1}{\kappa} H_c \cdot Q\left(\frac{H_{c3}}{H}\right), \quad \text{wobei}$$

$$Q\left(\frac{H_{c3}}{H}\right) = \left(\frac{H_{c3}}{H} \cdot s + \frac{3}{2} s^2 - \frac{5}{2}\right)^{1/2} \cdot (1 - s^2) / \frac{H_{c3}}{H} \cdot s^2 \quad (18)$$

und s gewonnen werden kann aus der Bestimmungsgleichung:

$$s^4 + \frac{1}{3} \frac{H_{c3}}{H} s^3 + s^2 + s \frac{H_{c3}}{H} - \frac{10}{3} = 0 \quad (19)$$

Ein weiteres Resultat der Abrikosov'schen Rechnung ist, daß die kritische Stromdichte unabhängig von der Probenbreite a ist und im Gegensatz zu Park auch unabhängig ist von dem Winkel, den Strom und äußeres Magnetfeld H miteinander bil-

den (wobei H immer parallel zur Oberfläche gerichtet ist). Wie bei Park ist auch bei Abrikosov J_c die maximale mit den Ginzburg-Landau-Gleichungen verträgliche Stromstärke.

Das theoretische Modell von Fink

Fink betrachtet den in Fig. 1 abgebildeten Fall eines rechteckigen Plättchens. Das von außen angelegte Magnetfeld H_{ext} sei parallel zur Oberfläche. J fließe senkrecht zu H_{ext} in der Oberflächenschicht.

$H_{\text{ext}} > H_{c2}$. Die Breite des Plättchens sei a , seine Dicke b . Fink setzt voraus, daß $(b/a)^2 \ll 1$. Diese Voraussetzung ist bei den von uns untersuchten Proben gegeben. J_c wird folgendermaßen definiert: Es sei $G_S(H_{\text{ext}}, J)$ die freie Enthalpie des Supraleiters, wenn er sich in einem äußeren Magnetfeld H_{ext} befindet und vom Strom J durchflossen wird. G_N sei die freie Enthalpie der Probe im Normalzustand.

Die kritische Stromstärke J_c ist nach Fink diejenige Stromstärke, bei der gilt: $G_S(H_{\text{ext}}, J) - G_N = \Delta G_{SN} = 0$. Der Ausdruck für ΔG_{SN} lautet in reduzierten Variablen:

$$\Delta G_{SN}(H_{\text{ext}}) = \int dV \left\{ (H - H_{\text{ext}})^2 - |\Psi|^2 + \frac{|\Psi|^4}{2} + \left| \frac{i}{\kappa} \nabla \Psi + \underline{A} \Psi \right|^2 \right\} \quad (20)$$

$H(x, y, z)$ ist das lokale Magnetfeld bei dem angelegten Magnetfeld H_{ext} . Das Integral erstreckt sich über den ganzen Raum. Üblicherweise erhält man aus obiger Gleichung durch Variation nach $\underline{A}$ und Ψ die Ginzburg-Landau-Gleichungen.

Fink und Barnes [15] machen nun folgende Annahme:

Wenn ein Transportstrom in der Oberfläche fließt, ist im thermodynamischen Gleichgewicht ΔG_{SN} nur noch ein Minimum hinsichtlich Ψ , aber nicht länger hinsichtlich $\underline{A}$. Fink und

Barnes lassen nur noch die durch Variation von ΔG_{SN} nach Ψ gewonnene 1. Ginzburg-Landau-Gleichung gelten. Wenn der kritische Strom fließt, muß sein: $\Delta G_{SN} = 0$. Durch Kombination der ersten Ginzburg-Landau-Gleichung und Gleichung (20) folgt:

$$\Delta G_{SN} = \int dV \left\{ (H - H_{ext})^2 - 1/2 |\Psi|^4 \right\} = 0 \quad (21)$$

$\int (H - H_{ext})^2 dV$ ist nach Fink die totale Energie-Erhöhung durch den Gesamtstrom I . Dieser Term kompensiert also den Term für die Konfigurationsenergie $\int 1/2 |\Psi|^4 dV$. Mit dem bekannten Ausdruck für das Vektorpotential eines stromdurchflossenen Plättchens und Integration über den ganzen Raum erhält Fink schließlich für j_c folgende Aussage:

$$j_c \propto H_c \cdot a^{-1/2} \cdot F(\kappa \cdot \lambda \cdot H) \quad (22)$$

F ist von Fink in verschiedenen Veröffentlichungen tabelliert.

Aus der Fink'schen Rechnung folgt also die nachprüfbare Aussage, daß die kritische Stromdichte $j_c \propto a^{-1/2}$, d. h. für eine in z-Richtung unendlich ausgedehnte Probe geht $j_c \rightarrow 0$. Bei Park und Abrikosov war j_c unabhängig von der Breite der Proben. Kritik am Fink'schen Modell: Daß bei Existenz eines Transportstromes in der Oberflächenschicht ΔG_{SN} nur nach Ψ und nicht auch nach $\underline{A}$ variiert worden ist, erscheint willkürlich und wird von Fink nicht plausibel gemacht.

Die von Abrikosov, Park und Fink berechneten $J_c(H)$ -Kurven sind in Fig. 10 auf Seite 35 abgebildet.

KAPITEL II

MESSUNG DER KRITISCHEN MAGNETFELDER H_{c2} und H_{c3} , SOWIE DER TEMPERATURABHÄNGIGKEIT VON H_{c3} BEI Nb-Zr-LEGIERUNGEN

1) Überblick über die bisher erfolgten Untersuchungen der Oberflächensupraleitung

Bereits vor der entscheidenden Veröffentlichung von De Gennes [7] im Jahre 1964 wurde bei Widerstandsmessungen Supraleitung in Magnetfeldern $H > H_{c2}$ gefunden, aber nicht als Supraleitung an der Oberfläche erkannt. Nach der theoretischen Untersuchung von De Gennes ist dann die aus den Ginzburg-Landau-Gleichungen mit Randbedingung gefolgerte Existenz einer supraleitenden Schicht an der Oberfläche eines Typ-II-Supraleiters in einem äußeren, parallel zur Oberfläche angelegten Magnetfeld von vielen Autoren bestätigt und untersucht worden. Einige der ersten Arbeiten sind im Literaturverzeichnis [16] aufgeführt. Die Aufzählung ist unvollständig. Das von De Gennes vorhergesagte Verhältnis $C = H_{c3}/H_{c2} = 1,695$ wurde besonders bei Typ-II-Supraleitern mit nicht zu hohen κ -Werten ($\kappa \sim 1$) bestätigt. Es wurden jedoch gelegentlich auch anomal hohe Werte für H_{c3}/H_{c2} gemessen. Für den von James und De Gennes nicht gerechneten Fall, daß das äußere Magnetfeld einen Winkel $\vartheta \neq 0$ mit der Probenoberfläche einschließt, haben Tinkham [17], Bellau [18] und Swartz und Hart [19] die Winkelabhängigkeit von H_{c3} gemessen. H_{c3} verschiebt sich mit wachsendem Winkel zu kleineren Werten. Für $\vartheta = 90^\circ$ fällt H_{c3} mit H_{c2} zusammen. Für diesen Fall existiert auch eine theoretische Lösung der Ginzburg-Landau-Gleichungen von Tinkham [20], die besagt, daß das Magnetfeld in Flußwirbeln in die Probe eindringt. Fischer und Klein [21], Fink und Barnes [22] und andere Autoren haben gemessen, daß eine Beschichtung der Oberfläche eines Supraleiters mit einem normalleitenden Metall, insbesondere einem Ferromagnetikum H_{c3} stark vermindert. Auf die Erkenntnisse, die man bisher

hinsichtlich der Temperaturabhängigkeit von H_{C3} gewinnen konnte, werden wir bei der Diskussion unserer eigenen Messungen eingehen. Ebenso werden wir die bisherigen experimentellen Bemühungen zum Verständnis der kritischen Ströme in der Oberflächenschicht später darlegen. Swartz und Hart [23] schließen aus ihren Messungen, daß auch unterhalb von H_{C2} die Oberflächenschicht eine besondere Rolle spielt.

2) Probenvorbereitung

Die Legierungen, die wir untersucht haben, waren im einzelnen Nb mit 2, 4, 6, 8 at % Zr. Die Proben wurden von der Firma Heraeus in Hanau hergestellt. Sie wurden im Elektronenstrahl-ofen erschmolzen, homogenisiert und in Streifen von 0,2 mm Dicke gewalzt. Die Reinheit der Ausgangsstoffe war besser als 99,9 %. Bei den Messungen hatten die Proben die Form von etwa 5 mm breiten, 10 bis 15 mm langen und 0,16 bis 0,18 mm dicken Plättchen. Die Oberflächen wurden geschliffen und anschließend nacheinander mit Diamantpasten verschiedener Korngröße mechanisch poliert. Die feinste Korngröße betrug 0,25 μ . Zur Messung der Magnetisierung wurde ein Bündel aus 15 bis 20 Plättchen verwendet. Bei diesen Legierungen mit ihrem niedrigen Zr-Gehalt ist das Zr im Nb gelöst. Die Kristallstruktur ist kubisch-raumzentriert. Der Grund für die Auswahl dieser Legierungen lag darin, daß im Gegensatz zu den bisher untersuchten Substanzen mit kleinen κ -Werten und kleinem kritischen Feld H_{C3} , diese Legierungen ein H_{C3} bis zu 50 kOe und wesentlich höhere κ -Werte aufweisen. Da verschiedene theoretische Untersuchungen die Voraussetzung $\kappa \gg 1$ machen, ist es sinnvoll, an solchen Substanzen Messungen zu machen. Darüber hinaus aber sind die meisten von uns in dieser Arbeit untersuchten Fragen allgemeiner Art und von der speziell getroffenen Probenwahl unabhängig.

3) Messung von H_{c2}

Um H_{c2} zu bestimmen, haben wir die Magnetisierungskurven der einzelnen Legierungen aufgenommen. Wir wollen diese Magnetisierungskurven kurz erläutern:

Das magnetische Verhalten eines Supraleiters in einem äußeren Magnetfeld läßt sich phenomenologisch beschreiben durch $\underline{B} = \underline{H} + 4\pi \underline{M}$, dabei ist $\underline{H}$ das äußere Magnetfeld, $\underline{B}$ die mittlere Flußdichte und $\underline{M}$ die mittlere Magnetisierung pro Volumeneinheit. In Fig. 3 haben wir den Verlauf von $-4\pi M = f(H)$ für einen Typ-I- und einen Typ-II-Supraleiter, einmal mit reversiblen und zum anderen mit irreversiblen Verhalten schematisch gezeichnet.

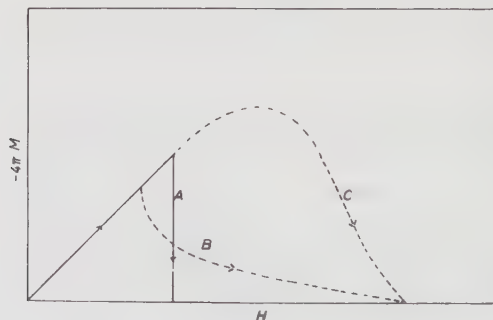


Fig. 3: Abhängigkeit der Magnetisierung M eines Supraleiters vom äußeren Magnetfeld H . Kurve A gilt für einen Typ-I-Supraleiter, Kurve B für einen idealen Typ-II- und Kurve C für einen hysteretischen Typ-II-Supraleiter im steigenden äußeren Magnetfeld.

Bei einem Typ-I-Supraleiter haben wir wegen des Meißner-effekts - $4\pi M = H$, d. h. $B = 0$ bis zu einem äußeren Feld H_c , wo die Probe aus der supraleitenden in die normalleitende Phase übergeht (Kurve A). Das magnetische Verhalten eines idealen Typ-II-Supraleiters ergibt sich theoretisch aus der Abrikosov'schen Lösung der Ginzburg-Landau-Gleichungen. Wir wollen es an Hand der Kurve B in Fig. 3 schildern. Erhöht man das äußere Magnetfeld H von 0 ausgehend stetig, so verhält sich zunächst der Typ-II-Supraleiter wie ein Typ-I-Supraleiter, d. h. - $4\pi M = H$, $B = 0$. Bei einem Feld H_{c1} weicht die Magnetisierung von dieser Geraden ab. Die Probe geht in die Mischphase über. Magnetischer Fluß dringt in Flußquanten in die Probe ein, und es bildet sich das von Abrikosov berechnete Flußwirbelgitter aus. Die Magnetisierung nimmt ab und bei einem Feld H_{c2} ist die Probe völlig von Fluß durchdrungen und im Innern normalleitend. Verschiedene Hysterese verursachende Effekte bewirken, daß man im allgemeinen die Kurve C mißt.

Wir haben die Magnetisierungskurven auf folgende Weise gemessen. Das äußere Feld wurde von einem Supraleitungs-50-kOe-Magneten der Firma Siemens hergestellt. Koaxial zur Spule und symmetrisch zu deren Mittelpunkt wurden zwei gegenläufig gewickelte Induktionsspulen (ca. 3000 Wdg.) angebracht. Die Probe wurde mechanisch aus der Mitte der einen Induktionsspule in die Mitte der anderen bewegt und der auftretende Spannungstoß mit einem empfindlichen ballistischen Galvanometer gemessen. Da die Spulen gegenläufig gewickelt sind, addieren sich die durch die Bewegung der Probe induzierten Spannungstöße in den beiden Spulen, während Spannungstöße, die durch Schwankungen des äußeren Feldes erzeugt werden, sich wegheben. Meßgenauigkeit für $H_{c2} = \pm 2,5 \%$. Fig. 4 zeigt als Beispiel die auf diese Weise gemessene Magnetisierungskurve von $Nb_{0,98}Zr_{0,02}$. H_{c2} ergibt sich hieraus zu 9,1 kOe. Weitere Einzelheiten über die Meßmethode für H_{c2} finden sich bei Winkler [24]. Die hier auftretenden Unstetigkeiten in der Magnetisierungskurve sind durch Flußsprünge bedingt. Diese

Magnetisierungskurven erwiesen sich als gut reproduzierbar. Selbst die Flußsprünge traten stets beim gleichen äußeren Feld H auf. Die anderen Nb-Zr-Legierungen zeigten qualitativ die gleichen Magnetisierungskurven. Die gemessenen Werte für H_{c2} sind in Tabelle 1 auf Seite 25 zusammengestellt.

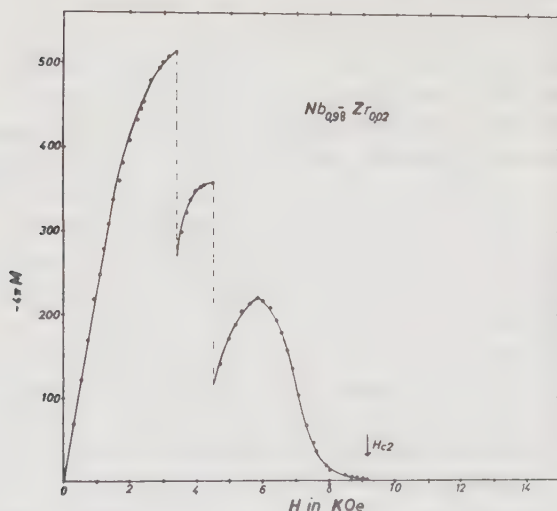


Fig. 4: Mit einem ballistischen Galvanometer aufgenommene Magnetisierungskurve einer $Nb_{0.98}Zr_{0.02}$ -Legierung. Die Unstetigkeiten im Kurvenverlauf werden durch Flußsprünge verursacht.

4) Messung von H_{c3}

Das obere kritische Feld H_{c3} wurde aus Strom-Spannungsmessungen bestimmt. Die experimentelle Anordnung ist schematisch in Fig. 1 abgebildet. Die Probe hatte die Form eines rechteckigen Plättchens. Legt man ein rechtwinkeliges Ko-

ordinatensystem so, daß die größere Oberfläche der Probe in der Ebene $x = 0$ lag, so stand das äußere Feld H parallel zu dieser Oberfläche in z -Richtung. Bei vorgegebenem äußeren Feld $H > H_{c2}$ wurde Strom in y -Richtung durch die Probe geschickt und dieser solange erhöht, bis über der Probe (der Abstand der Potentialabgriffe war 8 mm) eine Spannung auftrat. Als kritische Stromstärke J_c definierten wir, wie dies üblicherweise von anderen Autoren bei solchen Messungen gemacht wird, denjenigen Oberflächenstrom, der uns über der Probe einen minimalen, gerade noch meßbaren Spannungsabfall erzeugte. Bei all unseren Messungen war diese Schwellspannung $U_s = 2 \cdot 10^{-8}$ Volt. Die Spannung wurde mit einem Voltmeter der Firma Keithley gemessen. Die Potentialabgriffe und die Kontakte für die Stromzuführung waren Preßkontakte. Die so definierte kritische Stromstärke ist eine Funktion des von außen angelegten Magnetfeldes. Fig. 5 zeigt eine solche $J_c(H)$ -Kurve. Für $H > H_{c3}$ ist J_c unabhängig vom Magnetfeld. Daraus läßt sich H_{c3} bestimmen.

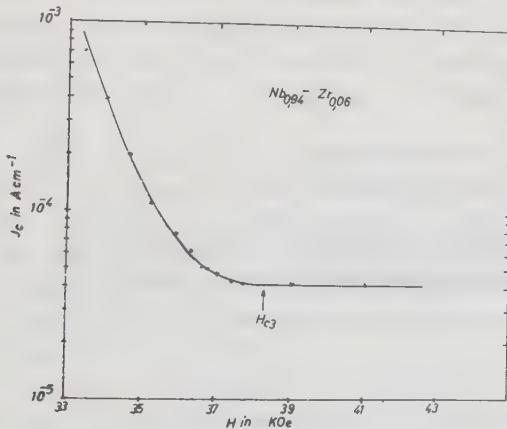


Fig. 5: Bestimmung von H_{c3} durch Messung der Abhängigkeit der kritischen Stromstärke J_c von H . Für $H > H_{c3}$ ist J_c konstant. J_c in $A\ cm^{-1}$ ist bezogen auf den Probenumfang.

Mit der soeben geschilderten Meßmethode können also bei einer Messung gleichzeitig $J_c(H)$ und H_{c3} bestimmt werden. Zur Messung von H_{c3} war die Schwellspannung von $2 \cdot 10^{-8}$ V ausreichend klein. Über ihre Güte bei der Messung von $J_c(H)$ soll in Kapitel IV berichtet werden. Die auf diese Weise gemessenen Werte für H_{c3} sind in Tabelle I zusammengestellt. In Fig. 6 sind H_{c2} und H_{c3} als Funktion der Legierungskonzentration graphisch dargestellt. Es fällt auf, daß $C = H_{c3}/H_{c2}$ bei unseren Messungen oberhalb des theoretischen Wertes von 1,695 liegt.

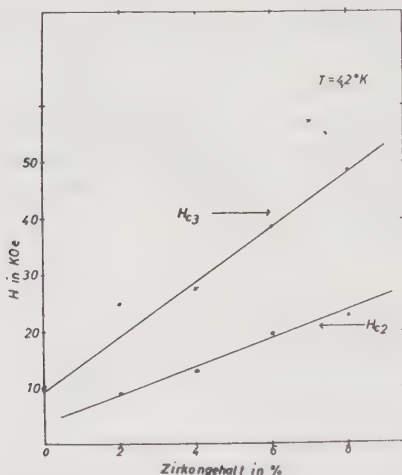


Fig. 6: Abhängigkeit der kritischen Magnetfelder H_{c2} und H_{c3} von der Legierungskonzentration bei 4,2° K.

Tabelle 1

Gemessene Werte der kritischen Magnetfelder für verschiedene Nb-Zr-Legierungen

Legierung	H_{c2} in kOe	H_{c3} in kOe	$C = H_{c3}/H_{c2}$	$\tilde{H}_{c3} = 1,695 \cdot H_{c2}$ in kOe
Nb _{0,98} Zr _{0,02}	9,2	25,0	2,7	15,6
Nb _{0,96} Zr _{0,04}	13,0	27,4	2,1	22,1
Nb _{0,94} Zr _{0,06}	19,6	38,6	2,0	33,4
Nb _{0,92} Zr _{0,08}	22,9	46,4	2,0	38,9

Diskussion:

Anomal hohe Werte für C wurden schon von verschiedenen Autoren gefunden. Etwa von Doidge u. a. [25] bei In-Tl-Proben mit elektrolytisch polierten Oberflächen. Wraight [26] hat dies damit erklärt, daß beim elektrolytischen Polieren vorzugsweise Tl gelöst wurde und so die Legierungskonzentration an der Oberfläche anders war als im Inneren der Probe.

Rothwarf [27] gibt folgende Erklärung für C-Werte $> 1,695$: Selbst eine im sichtbaren Licht spiegelnde Metalloberfläche hat noch Krümmungen, deren Krümmungsradius die gleiche Größenordnung wie die Kohärenzlänge hat (einige hundert Å). Für diesen Fall hat Rothwarf aus den Ginzburg-Landau-Gleichungen abgeleitet, daß $H_{c3}/H_{c2} > 1,695$ sein muß. Es konnten aber keine festen Werte berechnet werden.

In unserem Fall haben wir auf folgende Weise versucht, eine Erklärung für die anomal hohen C-Werte zu finden. Die Oberflächen unserer Proben waren mechanisch poliert. Winkler [24] hat bei seiner Untersuchung des Einflusses der Oberfläche auf die Hysterese von Typ-II-Supraleitern zeigen können, daß auch

mechanisches Polieren unter Umständen in der Oberflächenschicht bis zu einer Tiefe von 60μ Gitterdefekte erzeugen und den Ginzburg-Landau-Parameter κ vergrößern kann. Wir haben nun H_{c3} für verschiedene Probenvorbehandlung gemessen. Das Ergebnis ist in Tabelle 2 zusammengefaßt.

Tabelle 2

Abhängigkeit von H_{c3} und H_{c3}/H_{c2} von der Probenvorbehandlung

Probenvorbehandlung	H_{c3} in kOe	$C = H_{c3}/H_{c2}$
unpoliert, nicht ausgeheizt	44,5	2,27
poliert, nicht ausgeheizt	38,6	2,03
poliert, ausgeheizt	32,0	1,64
unpoliert, ausgeheizt	15,2	1,28

Die gewalzte unpolierte und nicht ausgeheizte Probe hat den größten C-Wert. Da durch das Walzen die Oberfläche stark deformiert wird, erwarten wir ein höheres κ als im Innern und damit einen höheren H_{c3} -Wert. Für die mechanisch polierte nicht ausgeheizte Probe messen wir den niedrigeren C-Wert (2,03). Mechanisches Polieren und anschließendes Ausheizen brachte C in die Nähe des theoretischen Wertes. Die unpolierte ausgeheizte Probe ergab $C = 1,28$. Dieser kleine Wert war zu erwarten, da die unpolierte Probe durch das Walzen sichtbare Rillen hatte und so Teile der Oberfläche mit dem Magnetfeld einen Winkel bildeten. Wir schließen aus diesen Vergleichsmessungen, daß die bei den verschiedenen Legierungen von uns gemessenen anomalen C-Werte dadurch bedingt sind, daß die Oberflächenschicht einen etwas höheren κ -Wert als das Innere der Probe besaß.

5) Messung der Temperaturabhängigkeit von H_{c3} und κ_1 . Bestimmung von T_c

Die Untersuchungen über die Temperaturabhängigkeit der in der Ginzburg-Landau-Theorie vorkommenden Größen, z. B. der kritischen Magnetfelder H_{c2} und H_{c3} oder des Ginzburg-Landau-Parameters κ_1 , sind noch nicht abgeschlossen. Am besten kennt man die Temperaturabhängigkeit der verschiedenen Größen bei besonders "sauberen" oder besonders "schmutzigen" Typ-II-Supraleitern. Dabei ist ein "sauberer" Supraleiter dadurch definiert, daß bei ihm die mittlere freie Weglänge l der Normalleitungselektronen wesentlich größer als die Kohärenzlänge ξ_0 ist, während für den "schmutzigen" Supraleiter $l < \xi_0$ gilt. Auch ist noch nicht völlig geklärt, wie etwa paramagnetische Verunreinigungen sich auf das Temperaturverhalten von H_{c3} auswirken. Deshalb sind wir genötigt, die Temperaturabhängigkeit der interessierenden Größen von Legierung zu Legierung selbst zu messen. Dies gilt vor allem für κ_1 . Für die Auswertung unserer Messungen der Temperaturabhängigkeit der kritischen Stromstärke an der Oberfläche müssen wir $\kappa_1 = f(T)$ kennen.

Bei der Legierung $Nb_{0,94}Zr_{0,06}$ haben wir im Temperaturintervall von $2^\circ K$ bis $8^\circ K$ H_{c3} als Funktion der Temperatur gemessen. Aus der Extrapolation der Kurve gegen hohe T , bzw. gegen $T = 0$ wurde T_c , bzw. $H_{c3}(0)$ bestimmt (Fig. 7). $T_c = 10,05^\circ K$. $H_{c3}(0) = 56 \text{ kOe}$.

Meßmethode:

Das Meßverfahren ist im Prinzip das gleiche, wie wir es bereits bei der Messung von H_{c3} bei $4,2^\circ K$ verwandt haben. Zwischen $4,2^\circ K$ und $2^\circ K$ wurde die Temperatur durch Abpumpen des He-Dampfes über dem He-Bad erzeugt, der Dampfdruck mit einem Hg-Manometer gemessen und aus der Dampfdruckkurve die Temperatur berechnet.

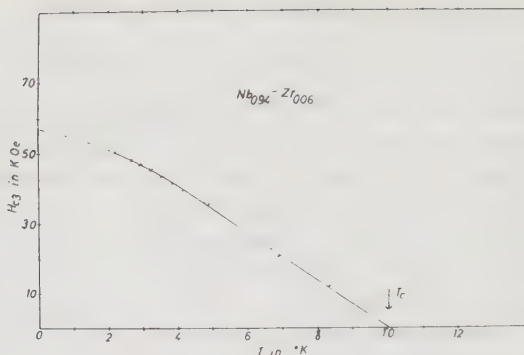


Fig. 7: Temperaturabhängigkeit von H_{c3} bei $\text{Nb}_{0,94}\text{-Zr}_{0,06}$.
 $T_c = 10,05^{\circ}\text{K}$. $H_{c3}(0) \approx 56$ kOe.

Zur Messung von H_{c3} bei $T > 4,2^{\circ}\text{K}$ befand sich die Probe mit Stromzuführungen und Spannungsabgriffen in einem vom He-Bad getrennten Volumen innerhalb eines Edeldstahlrohres, das mit einer mechanischen Vorpumpe abgepumpt werden konnte. Dieses Rohr wurde in die Bohrung der das äußere Magnetfeld produzierenden supraleitenden 50-kOe-Spule eingeführt, bis sich die Probe in der Mitte der Spule befand. Die Temperaturerhöhung über $4,2^{\circ}\text{K}$ wurde erreicht durch eine um die Probe angebrachte Heizwicklung aus Konstantandraht. Die Temperatur der $\text{Nb}_{0,94}\text{-Zr}_{0,06}$ -Probe wurde gemessen mittels eines geeichten Kohlewiderstandes der Firma Allen Bradley, der direkten Kontakt mit der Probe hatte. Konstante Temperatur wurde erreicht mittels einer von W. Fuchs [28] gebauten automatischen Nachführvorrichtung für den Heizstrom. Gesteuert wurde diese Nachführvorrichtung durch den Spannungsabfall über dem Allen Bradley Widerstand. Genauigkeit der Temperaturmessung für $T > 4,2^{\circ}\text{K}$: $\pm 0,05^{\circ}\text{K}$.

Auswertung der Meßdaten:

Wir haben an früherer Stelle bereits gesehen, daß gilt:

$$H_{c3} = t^2 \cdot H_{c2} = C \cdot \kappa_1 \sqrt{2} \cdot H_c,$$

wobei C in der Nähe von T_c den Wert 1,695 annimmt. Für beliebige Temperaturen $T < T_c$ setzen wir zunächst an:

$$H_{c3}(t) = C(t) \cdot \sqrt{2} \cdot \kappa_1(t) \cdot H_c(t). \quad t = T/T_c$$

Die Frage, ob $C = H_{c3}/H_{c2}$ temperaturabhängig ist, wurde theoretisch von De Gennes [4] für den schmutzigen Supraleiter, neuerdings von Lüders [29] für den besonders reinen Supraleiter und von Ebner und Tewordt [30] für willkürliche Werte der mittleren freien Weglänge der Elektronen im Normalzustand untersucht. De Gennes kann zeigen, daß beim schmutzigen Supraleiter H_{c3}/H_{c2} temperaturunabhängig ist. Dieses Ergebnis wurde von verschiedenen Autoren experimentell bestätigt. Bei reinen Supraleitern findet Lüders theoretisch für H_{c3}/H_{c2} selbst für $T \approx T_c$ schon wesentliche Abweichungen vom Wert 1,695. Die Temperaturabhängigkeit von C ist von der Oberflächenbeschaffenheit abhängig. Ebner und Tewordt haben aus den verallgemeinerten, für alle Temperaturen $0 < T < T_c$ geltenden Ginzburg-Landau-Gleichungen für alle freien Weglängen l den folgenden Ausdruck für C gefunden.

$$C = 1,695 + \mathcal{O}(1-t)$$

wobei $\mathcal{O} = 0$ für $l \rightarrow 0$
 $= 1,04$ für $l \rightarrow \infty$.

Zwischen diesen Werten variiert $\mathcal{O}$ monoton. Für den schmutzigen Supraleiter ($l \rightarrow 0$) ist die Lösung mit der für diesen Fall von De Gennes gefundenen identisch.

Webb [31] hat $C(T)$ für sehr reines Nb gemessen.

C erwies sich im Einklang mit der Theorie als temperaturabhängig.

Für $T \approx T_c$ ergab sich $C = 1,67$,

für $T/T_c = 0,3$ ergab sich $C = 1,9$.

Bei der von uns untersuchten Probe $Nb_{0,94}Zr_{0,06}$ konnten wir H_{c2} nur bei $4,2^{\circ} K$ bestimmen, da die Meßanordnung zur Aufnahme der Magnetisierungskurven für andere Temperaturen nicht geeignet war. Aber wir finden für diese Legierung, wie später noch gezeigt wird, Werte von κ_1 und $\kappa_4 > 7$ bei $4,2^{\circ} K$ und betrachten sie deshalb, zumindest in guter Näherung als schmutzigen Supraleiter und setzen nach De Gennes $C = \text{konstant}$.

Damit ergibt sich:

$$H_{c3}(t) = C \sqrt{2} \kappa_1(t) \cdot H_c(t).$$

Wir wollen nun $\kappa_1(t)$ bestimmen.

Die Temperaturabhängigkeit des thermodynamischen kritischen Feldes H_c ist bereits in der Originalarbeit von BCS [32] berechnet. Näherungsweise läßt sich schreiben:

$$H_c(t) = H_c(0) \cdot (1-t^2).$$

Die gemessenen Werte von $H_c(t)$ weichen von dieser parabolischen Form generell weniger als 3 % ab, wie etwa die Messungen von Shaw, Mapoter und Hopkins [33] oder die Messungen von Finne-more, Stromberg und Swenson [34] ergeben. Die zuletzt genannten finden bei Nb für die sogenannte Abweichfunktion

$$D(t) = \frac{H_c(t)}{H_c(0)} - (1-t^2) < 0,01.$$

Diese Abweichfunktion $D(t)$ ist von Swihart [35] theoretisch berechnet worden.

Von κ_1 weiß man, daß es zwischen T_c und $T = 0$ für fallende Temperaturen etwa auf das 1,2- bis 1,5-fache anwächst.

Von theoretischer Seite haben Ginzburg [36], Gor'kov [37], Maki [38] und Helfand und Werthamer [39] die Temperaturabhängigkeit von κ_1 berechnet. Wir haben nun $H_{C3}(t) = C \sqrt{2} \kappa_1(t) \cdot H_C(t)$ mit jeder dieser theoretischen, teilweise voneinander nur wenig abweichenden Temperaturabhängigkeiten von κ_1 , bis auf einen konstanten Faktor berechnet und mit der gemessenen Kurve $H_{C3} = f(t)$ verglichen. Das Resultat zeigt Fig. 8.

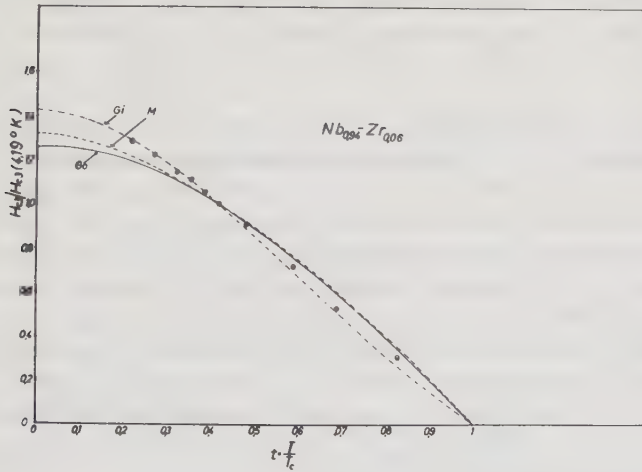


Fig. 8: Vergleich der gemessenen Temperaturabhängigkeit von $H_{C3}/H_{C3}(4,2^{\circ}\text{K})$ mit theoretischen Kurven, die wir berechnet haben mit Hilfe der theoretischen Voraussetzungen für die Temperaturabhängigkeit von κ_1 von Ginzburg (Gi), Gor'kov (Go) und Maki (M). Die theoretische Kurve mit $\kappa_1(t)$ von Helfand und Werthamer fällt weitgehend mit der Kurve nach Maki zusammen und wurde nicht extra eingezeichnet.

Ergebnis:

Wir finden gute Übereinstimmung der Temperaturabhängigkeit von H_{c3} mit der theoretischen Kurve, die mit der von Ginzburg berechneten Temperaturabhängigkeit von κ_1 aufgestellt wurde.

Nach Ginzburg gilt:

$$\kappa_1(t) = \kappa_1(1) \cdot 2 \cdot \left(\frac{1}{1+t^2} \right).$$

Damit können wir für die Temperaturabhängigkeit von H_{c3} schreiben:

$$H_{c3}(t) = 2 \sqrt{2} \cdot C \cdot H_c(0) \cdot \kappa_1(1) \cdot \left(\frac{1-t^2}{1+t^2} \right).$$

Jones, Hulm und Chandrasekhar [40] haben bei einigen Nb-Zr-Legierungen H_{c2} als Funktion der Temperatur gemessen und daraus $\kappa_1(t)$ bestimmt. Sie haben gefunden, daß κ_1 bei Nb-Zr-Legierungen mit einem Zr-Gehalt bis zu 25 % die von Ginzburg berechnete Temperaturabhängigkeit zeigt, wie wir sie bei $Nb_{0,94}Zr_{0,06}$ auch gefunden haben, während für höheren Zr-Gehalt κ_1 der Gor'kov'schen Temperaturabhängigkeit folgt. Die obengenannten Autoren haben für H_{c2} die gleiche Temperaturabhängigkeit gemessen wie wir für H_{c3} . Daraus folgt, daß $C = H_{c3}/H_{c2}$ für $Nb_{0,94}Zr_{0,06}$ temperaturunabhängig ist, wie wir es bereits aus der Rechnung von De Gennes für den schmutzigen Supraleiter geschlossen hatten.

Wir wollen nun noch den Absolutwert von $\kappa_1(t) = \kappa_1(1) \frac{2}{1+t^2}$ ermitteln. Dies ist notwendig für den später durchgeführten quantitativen Vergleich der Messung des kritischen Oberflächenstromes $J_c = f(H)$ mit der Theorie und für die Analyse der Messungen der Temperaturabhängigkeit von $J_c(H)$. Wir müssen $\kappa_1(1)$, also den Wert von κ_1 bei $T = T_c$ bestimmen. Aus den Meßdaten berechnen wir zuerst κ_1 bei $4,2^\circ K$, d. h. für $t = 0,419$

$$\kappa_1(0,419) = \frac{H_{c2}(0,419)}{\sqrt{2} \cdot H_c(0) \cdot (1-0,419^2)}$$

Für H_{C2} hatten wir gefunden:

$$H_{C2}(0,419) = 19,6 \text{ kOe.}$$

$H_C(0)$, das thermodynamische kritische Feld H_C bei $T = 0$ für $Nb_{0,94}-Zr_{0,06}$ folgt aus der BCS-Relation [32] :
 $H_C(0) = 2,42 \cdot \gamma^{1/2} \cdot T_C$, wobei γ der Koeffizient der spezifischen Wärme der Elektronen im Normalzustand ist.

Wir entnehmen γ den Messungen der spezifischen Wärme von Morin und Maita [41] . Durch Interpolation erhalten wir γ für $Nb_{0,94}-Zr_{0,06} = 7,82 \cdot 10^3 \text{ erg cm}^{-3} \text{ grad}^{-2}$ mit $T_C = 10,05^\circ \text{ K}$

$H_C(0) = 2140 \text{ Oe}$. Setzen wir dies in den obigen Ausdruck für $\kappa_1(0,419)$ ein, so erhalten wir

$$\kappa_1(0,419) \approx 7,9$$

$$\kappa_1(1) \approx 4,7$$

Wir haben zusätzlich κ_4 nach der Formel von Goodman berechnet.

Nach Goodman [42] gilt für eine Legierung:

$$\kappa_4 = \kappa_0 + 7,5 \cdot 10^3 \cdot \varrho_n \gamma^{1/2};$$

wobei κ_0 der Ginzburg-Landau-Parameter für das reine Metall, ϱ_n der spezifische Widerstand der Legierung im Normalzustand und γ der Koeffizient der spezifischen Wärme der Elektronen im Normalzustand ist.

Er ergab sich:

$$\kappa_4(1) \approx 4,3.$$

KAPITEL III

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DES KRITISCHEN OBERFLÄCHENSTROMES J_c

- 1) Messung der kritischen Stromstärke an der Oberfläche in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld $H > H_{c2}$

Mit der in II, 4) zur Messung von H_{c3} geschilderten Methode und mit der Anordnung aus Fig. 1 wurde bei verschiedenen Nb-Zr-Le-gierungen die kritische Stromstärke pro Leiterumfang J_c (in $A \cdot cm^{-1}$) in Abhängigkeit eines von außen angelegten homogenen Magnetfeldes H parallel zur Oberfläche gemessen. Der Strom wurde senkrecht zum Magnetfeld durch die Probe geschickt. Den Begriff der kritischen Stromstärke haben wir bereits früher definiert. Das Ergebnis unserer Messungen zeigt Fig. 9.

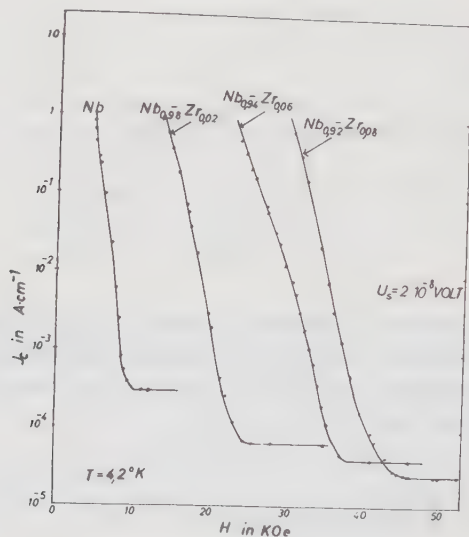


Fig. 9: Abhängigkeit der kritischen Stromstärke pro Leiterumfang J_c vom Magnetfeld bei verschiedenen Nb-Zr-Le-gierungen. $J \perp H$. H war parallel zur Oberfläche.

In Fig. 10 haben wir die für $\text{Nb}_{0,94}\text{-Zr}_{0,06}$ gemessene $J_c(H)$ -Kurve mit den theoretischen Vorhersagen von Abrikosov, Park und Fink verglichen. Zur Berechnung von J_c wurde der in II, 5) bestimmte Parameter $\kappa_1 = 7,9$ verwendet.

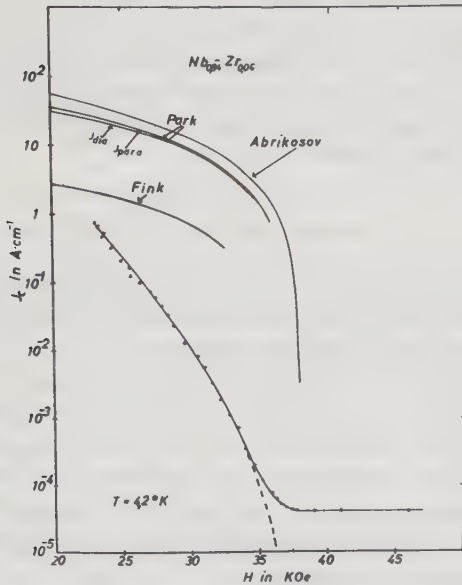


Fig. 10: Vergleich der bei $\text{Nb}_{0,94}\text{-Zr}_{0,06}$ gemessenen $J_c(H)$ -Werte mit den Voraussagen verschiedener theoretischer Modelle.

Wie bereits bei den Messungen von Rupp und Kwasnitza [43] an V-Ti-Legierungen und bei den bisher veröffentlichten Messungen anderer Autoren finden wir auch bei unseren Nb-Zr-Proben eine starke Abweichung der experimentellen Werte für $J_c(H)$ von den theoretischen, die weit außerhalb irgendwelcher Meßfehler liegt. In der Arbeit von Bertman und Strongin [44] sind die Messungen einiger Autoren zusammengestellt.

Rollins und Silcox [45] haben die kritische Stromstärke J_c auf folgende Weise gemessen:

Die zylindrische Probe befand sich in einem äußeren Magnetfeld $H_{c2} < H < H_{c3}$. $H \parallel$ Zylinderachse. Dem magnetischen Gleichfeld wurde ein niederfrequentes magnetisches Wechselfeld überlagert. Dieses Wechselfeld erzeugt in der Oberfläche einen Strom, der von der Amplitude des Wechselfeldes H_w abhängt. Fließt der kritische Strom, so führt dies zu einer meßbaren Veränderung der Wechselfeldamplitude. Aus der Probengeometrie und H_w kann J_c bestimmt werden. Auch die auf diese Weise gemessenen Werte von J_c weichen von den theoretischen ab.

Diskussion:

Die Ursachen für die fehlende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment sind noch nicht eindeutig gefunden. Folgende Argumente werden zur Erklärung herangezogen:

- a) Kritik an den theoretischen Modellen von Abrikosov, Park, Fink. Den Rechnungen von Abrikosov und Park ist gemeinsam, daß sie das vom Strom erzeugte Magnetfeld vernachlässigen. Dieses Magnetfeld ist im Vergleich zu den von außen angelegten Magnetfeldern klein, besitzt aber eine Normalkomponente zur Oberfläche, die sich nicht überall wegkompensiert.

Fink macht die Annahme, daß bei Existenz eines Transportstromes die freie Enthalpie des Supraleiters im Magnetfeld nur noch ein Minimum ist hinsichtlich des Ordnungsparameters Ψ und nicht mehr hinsichtlich A . Fink läßt daher nur die durch Variation der freien Enthalpie nach Ψ gewonnene erste Ginzburg-Landau-Gleichung (1) gelten. Diese Annahme wird von Fink in keiner Weise plausibel gemacht und von den meisten Autoren abgelehnt. Unsere Bedenken gegen das Fink'sche Modell werden dadurch bestärkt, daß wir, wie später noch näher berichtet wird, eine andere Geometrieabhängigkeit der kritischen Stromdichte finden, als sie von Fink vorhergesagt wird.

- b) Verschiedene Voraussetzungen bei den theoretischen Modellen und in der Realität beim Experiment.

Eine wesentliche Voraussetzung für die theoretischen Rechnungen war, daß das äußere Feld parallel zur Oberfläche ist. Nun besitzt auch eine polierte Oberfläche bei realen Proben mikroskopische Krümmungen. Es können schon kleine Winkel, die das äußere Feld mit der Oberfläche bildet, den kritischen Strom erniedrigen. Allerdings zeigen auch die Messungen der kritischen Stromstärke von Swartz und Hart [48] an besonders ebenen Filmen, daß die experimentellen Werte für $J_c = f(H)$ niedriger als die theoretischen sind.

- c) Verschiedene Definition der kritischen Stromstärke bei den Theoretikern und den Experimentalphysikern?

Wir haben das Auftreten von Widerstand als Folge eines durch die Probe geschickten Transportstromes an $Nb_{0,98}-Zr_{0,02}$ - und $Nb_{0,94}-Zr_{0,06}$ -Proben untersucht. In Kapitel IV berichten wir über die Ergebnisse und Folgerungen. Wir finden, daß die von den Theoretikern gegebene Definition der kritischen Stromstärke J_c von der von den Experimentalphysikern verwandten abweicht.

Wir wollen nun im einzelnen über die verschiedenen Experimente berichten, die wir unternommen haben, um einige Information über die fehlende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment bei der Bestimmung des kritischen Oberflächenstromes zu gewinnen.

- 2) Messung der Temperaturabhängigkeit des kritischen Oberflächenstromes bei der Legierung $Nb_{0,94}-Zr_{0,06}$ im äußeren Magnetfeld $H_{c2} < H < H_{c3}$
-

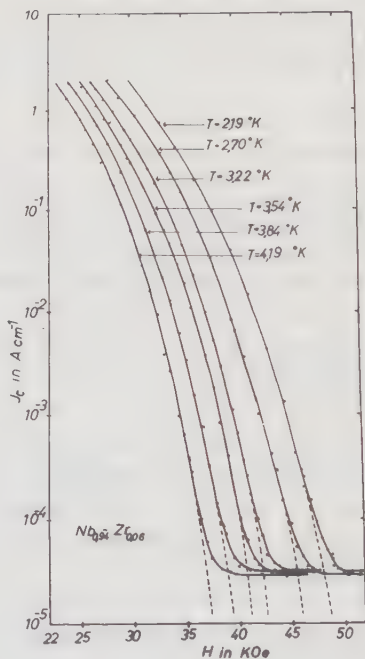
Im Temperaturintervall von $2,2^\circ \text{ K}$ bis $4,2^\circ \text{ K}$ wurde die kritische Stromstärke J_c als Funktion des Magnetfeldes $H_{c2} < H < H_{c3}$ und der Temperatur T gemessen. Die Meßanordnung war die gleiche

wie bei der Messung von $J_c(H)$ bei $4,2^{\circ}\text{K}$. Die Meßgenauigkeit für T war $\pm 0,005^{\circ}\text{K}$. Für verschiedene fest eingestellte Temperaturwerte wurde J_c als Funktion von H gemessen. Die Schwellspannung betrug $2 \cdot 10^{-8}\text{V}$. Das Meßergebnis zeigt Fig. 11.

Fig. 11:

Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes bei $\text{Nb}_{0,94}\text{-Zr}_{0,06}$. In der Nähe von H_{c3} sind die Kurven korrigiert (gestrichelte Linien).

In der Nähe von H_{c3} müssen die Meßwerte wie Druyvesteyn [46] gefunden hat, korrigiert werden, da dort der bei $J = J_c$ auftretende Widerstand in der Oberflächenschicht in die gleiche Größenordnung kommt wie der Normalwiderstand des Probeninneren. Der von uns gemessene Strom fließt dann nicht mehr vollständig an der Oberfläche.



Trägt man, wie in Fig. 11 geschehen, die bei der Temperatur T_0 gemessene korrigierte Stromstärke als Funktion von $H/H_{c3}(T_0)$ auf, so sieht man, daß für alle T_0 -Werte die Kurven in eine einzige zusammenfallen.

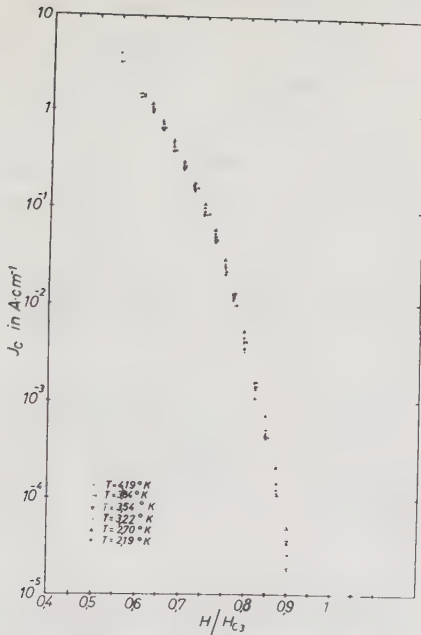


Fig. 12: Die J_c -Werte aus Fig. 11 sind als Funktion von H/H_{c3} aufgetragen, wobei J_c und H_{c3} jeweils zur gleichen Temperatur gehören.

Es ist also $J_c(T) = f(H/H_{c3}(T))$ d. h., die ganze Temperaturabhängigkeit von J_c ist im H_{c3} enthalten. Die Meßkurven lassen sich durch einen Ausdruck $J_c(T) = G \cdot (1 - H/H_{c3}(T))^n$ fitten, wobei G und n temperaturunabhängig sind. In unserem Falle finden wir $n \approx 6$ und $G = 386 \text{ A cm}^{-1}$. Bellau [47] hat experimentell gefunden, daß n von der Oberflächenbehandlung und damit möglicherweise von der Oberflächengeometrie abhängt. Wir wollen nun die von uns bei $\text{Nb}_{0,94}\text{-Zr}_{0,06}$ gefundene Temperaturabhängigkeit des kritischen Oberflächenstromes J_c mit der von der Theorie vorausgesagten vergleichen.

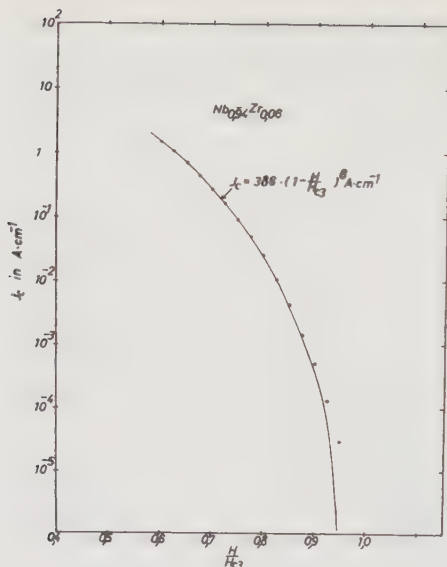


Fig. 13: Versuch, den aus Fig. 12 durch Mittelung bestimmten J_c -Werten einen Ausdruck der Form $J_c = A \cdot (1 - H/H_{c3})^n$ anzupassen.

Nach Abrikosov gilt (17b):

$$\text{mit } T/T_c = \text{Def. } t$$

$$J_c(t) = \underbrace{\frac{5}{3 \sqrt{3\pi}} \cdot \frac{H_c(t)}{\kappa_1(t)}}_{G_A(t)} \cdot (1 - H/H_{c3}(t))^{3/2} \cdot \frac{1}{Oe} \cdot \frac{A}{cm}$$

Betrachten wir nun die Temperaturabhängigkeit des Ausdrucks $G_A(t)$.

Aus der Messung der Temperaturabhängigkeit von H_{c3} und der Messung von T_c , haben wir in Abschnitt II, 5) für κ_1 folgende Temperaturabhängigkeit gefunden:

$$\kappa_1 = \kappa'_1(1) \cdot 2/(1+t^2); \quad \kappa'_1(1) = 4,7; \quad H_c(t) = H_c(0) \cdot (1-t^2),$$

$$H_c(0) = 2140 \text{ Oe.}$$

Daraus folgt für unsere Legierung:

$$G_A(t) = \frac{5 \cdot 2140 \cdot (1-t^2)}{3 \sqrt{3\pi} \cdot 4,7 \cdot 2} \cdot (1+t^2) \text{ Oe} \approx 114 \cdot (1-t^4) \text{ Oe.}$$

Bei unseren Messungen lag t zwischen 0,2 und 0,4. Daraus folgt: bei $\text{Nb}_{0,94}\text{-Zr}_{0,06}$ ist die Temperaturabhängigkeit des Ausdruckes G_A im Temperaturintervall von $2,2^\circ \text{ K}$ bis $4,2^\circ \text{ K}$ vernachlässigbar klein. Wir können also schreiben:

$$J_c(t) \approx 114 \cdot (1-H/H_{c3}(t))^{3/2} \text{ A/cm.}$$

Wie beim Experiment gefunden, steckt auch im theoretischen Ausdruck von Abrikosov für $J_c(t)$ die Temperaturabhängigkeit im Ausdruck H/H_{c3} ; $J_c(t) = f(H/H_{c3}(t))$

Auch nach Abrikosov müßten also alle Kurven in dem von uns untersuchten Bereich $0,2 \leq t_0 \leq 0,4$ in eine einzige zusammenfallen, wenn man $J_c(t_0) = f(H/H_{c3}(t_0))$ aufträgt. Nur ist die Kurvenform anders als die von uns gefundene.

3) Abhängigkeit der kritischen Oberflächenstromdichte j_c von der Geometrie der Proben

Wie bereits im Kapitel I erwähnt, machen die theoretischen Modelle von Abrikosov, Park und Fink eine Aussage darüber, wie die kritische Oberflächenstromdichte $j_c(H)$ von den geometrischen Abmessungen der Probe abhängt. Wir haben uns für

die Abhängigkeit der kritischen Stromdichte von der Breite a der Probe interessiert. Die experimentelle Anordnung ist die gleiche wie in Fig. 1. Die gewählte Legierung ist $\text{Nb}_{0,94}\text{-Zr}_{0,06}$. Die Oberfläche ist mechanisch poliert. Gemessen wird die kritische Stromstärke $J_c = f(H, a)$. Wir haben die Messung für zwei verschieden breite Proben ausgeführt. $a_1 = 4,2$ mm; $a_2 = 15,7$ mm. Die Dicke der Proben betrug 0,17 mm. Die Proben wurden zur gleichen Zeit gemeinsam der gleichen Oberflächenbehandlung unterworfen. Sie wurden geschliffen, dann mit Diamantpaste mechanisch poliert und zeigten nach der Behandlung gut spiegelnde Oberflächen. Für unseren Fall machen Abrikosov, Park und Fink folgende Voraussagen:

- a) Bei Abrikosov ist j_c unabhängig von der Probenbreite a und deshalb J_c proportional zu a . Das gleiche Resultat liefert das Modell von Park, da $j_c = A \cdot H_c / \lambda$, wobei A vom Feld H und der Eindringtiefe λ , nicht aber von der Breite a der Probe abhängt. Es sollte also gelten:

$$\left\{ \frac{J_{cI}(a_1 = 15,7 \text{ mm})}{J_{cII}(a_2 = 4,2 \text{ mm})} \right\} = \underset{\text{Park}}{\text{Abr.}} \frac{15,7}{4,2} = 3,75$$

- b) Im Gegensatz dazu liefert die Rechnung von Fink

$$j_c \propto a^{-1/2} \Rightarrow J_c \propto a^{+1/2}.$$

Für unsere Abmessungen ergibt sich dann:

$$\left\{ \frac{J_{cI}(a_1 = 15,7 \text{ mm})}{J_{cII}(a_2 = 4,2 \text{ mm})} \right\} = \underset{\text{Fink}}{\sqrt{\frac{15,7}{4,2}}} = 1,94$$

In Fig. 14 haben wir das experimentell bestimmte Verhältnis

$$g = \frac{J_c (15,7 \text{ mm})}{J_c (4,2 \text{ mm})}$$

gegen H aufgetragen und mit der Theorie verglichen.

Ergebnis:

Die Meßwerte liegen über den ganzen Feldbereich wesentlich näher bei dem Wert von Abrikosov und Park, als bei dem von Fink. In ihrer Arbeit über die Asymmetrie des kritischen Oberflächenstromes [50] teilen Swartz und Hart mit, ohne allerdings Meßdaten zu veröffentlichen, daß sie bei $\text{Pb}_{0,90}\text{-Tl}_{0,10}$ -Filmen in äußeren Magnetfeldern $H > H_{c2}$ eine kritische Stromstärke proportional zur Breite der Filme gemessen hätten, wie wir sie auch gefunden haben. Beide Ergebnisse stehen im Widerspruch zum Fink'schen Modell.

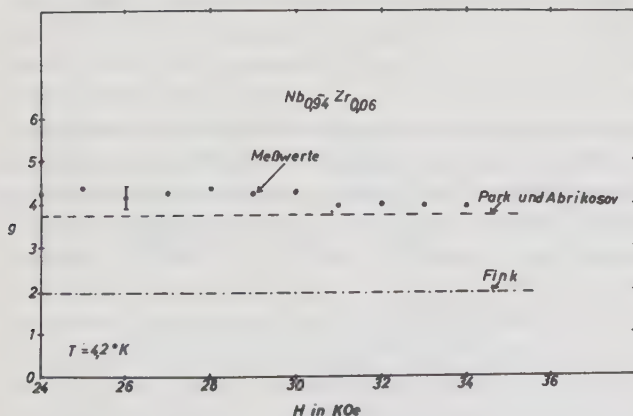


Fig. 14: Geometrieabhängigkeit von J_c . Für zwei verschieden breite Proben $b_1 = 15,7 \text{ mm}$ und $b_2 = 4,2 \text{ mm}$, wird das gemessene Verhältnis $g = J_{cI}/J_{cII}$ verglichen mit den theoretischen Voraussagen von Park, Abrikosov und Fink.

4) Asymmetrie des kritischen Stromes

Der von uns untersuchte Oberflächenstrom fließt senkrecht zum Magnetfeld. Für diesen Fall sagt Park, wie bereits berichtet, voraus, daß bei Änderung der Stromrichtung um 180° sich auch der Betrag des kritischen Stromes ändert.

$J_{\text{diamagn.}} \neq J_{\text{paramagn.}}$ Die Rechnung von Park gilt für große κ . Für $H/H_{c2} = 1,25$ ist $J_{\text{para}}/J_{\text{dia}} = 1,09$. Christiansen [49] hat durch numerische Lösung der Ginzburg-Landau-Gleichungen das Park'sche Resultat für alle κ verallgemeinert. Er findet, daß für kleine κ die Asymmetrie wesentlich größer werden kann.

Swartz und Hart [48] haben an Pb-Tl-Legierungen eine Asymmetrie des kritischen Stromes eindeutig nachweisen können.

Wir haben an einem $\text{Nb}_{0,94}\text{-Zr}_{0,06}$ -Plättchen, dessen eine Seite verchromt worden war, nach einer Asymmetrie von J_c gesucht, ohne ein Anzeichen dafür zu finden. Allerdings liegt der von Park und Christiansen vorhergesagte Effekt für $\kappa = 7,9$ bei unseren steil abfallenden $J_c(H)$ -Kurven nur wenig über der Meßgenauigkeit. Infolge ihres hohen κ -Wertes sind die von uns untersuchten Legierungen von vornherein schlechte Kandidaten für einen experimentellen Nachweis der Asymmetrie des kritischen Stromes. Wir können aufgrund unserer Messungen nur sagen, daß bei $\text{Nb}_{0,94}\text{-Zr}_{0,06}$ $J_{\text{para}}/J_{\text{dia}}$ sicher kleiner als 1,1 ist für

$$H_{c2} < H < H_{c3}.$$

KAPITEL IV

STROMINDUZIERTES ÜBERGÄNGE UND "CRITICAL SURFACE PINNING MODEL"

1) Das Auftreten von Widerstand in der Oberflächenschicht

Der Vergleich unserer $J_c(H)$ -Messungen mit den theoretischen Modellen von Abrikosov, Park und Fink hat ergeben, daß die gemessenen kritischen Stromwerte wesentlich niedriger liegen als die theoretischen. Auf der Suche nach einer Erklärung dafür, haben wir den Übergang der supraleitenden Oberfläche in den Normalzustand in Abhängigkeit vom hindurchgeschickten Transportstrom J für konstantes äußeres Feld $H_{c2} < H < H_{c3}$ näher untersucht. Die Messungen wurden an verschiedenen $Nb_{0,94}-Zr_{0,06}$ - und einer $Nb_{0,98}-Zr_{0,02}$ -Probe durchgeführt. Meßanordnung, Probengeometrie und Probenvorbehandlung waren die gleichen, wie bei den $J_c(H)$ -Messungen. Gemessen wurde die über der Probe auftretende Spannung $U = f(J)_H$. Das Ergebnis zeigen Fig. 15 und Fig. 16. (auf Seite 46 und 47.)

Es ergibt sich:

Die Probe geht beim ersten von uns meßbaren Auftreten einer Spannung $U \approx 10^{-8}$ V nicht sofort in den normalleitenden Zustand über, sondern es schließt sich beim Erhöhen des Transportstromes ein breiter Bereich an, in dem Widerstand auftritt. Dieser Widerstand ist aber kleiner als der Normalleitungswiderstand der Probe und hängt von J und H ab. Erst bei einer bestimmten Stromstärke, die wir als J_{c2} definieren wollen, wird die Probe völlig normalleitend. Der genaue Wert von J_{c2} ist aus den Meßkurven schlecht zu ermitteln, liegt aber wie in Fig. 15 und 16 zu sehen ist, etwa zwei bis drei Größenordnungen höher als das mit einer Schwellspannung von $2 \cdot 10^{-8}$ V definierte J_c .

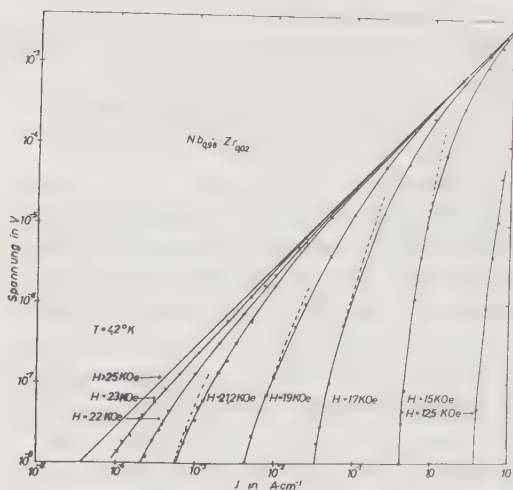


Fig. 15: Abhängigkeit der beim Übergang der Oberflächenschicht in den normalleitenden Zustand über der Probe auftretenden Spannung vom Transportstrom (pro Leiterumfang) bei $\text{Nb}_{0,98}\text{-Zr}_{0,02}$. Parameter ist das äußere Magnetfeld. $H_{c3} = 25 \text{ kOe}$. Die Kurven sind im oberen Teil korrigiert, da dort ein Teil des Transportstromes bereits im normalleitenden Inneren der Probe fließt.

Fig. 15 und 16 zeigen, inwieweit J_c sich von dem maximalen verlustfrei fließenden Oberflächenstrom, den wir J_{c1} nennen wollen, unterscheidet. Für H in der Nähe von H_{c2} ist der mit $U_s = 2 \cdot 10^{-8} \text{ V}$ bestimmte kritische Strom J_c , wegen der fast vertikalen Tangente nahezu mit J_{c1} identisch. Die Verwendung noch kleinerer Schwellspannungen läßt keine wesentlichen Änderungen von J_c erwarten. In der Nähe von H_{c3} dagegen, wären Schwellspannungen $< 10^{-10} \text{ V}$ sinnvoll.

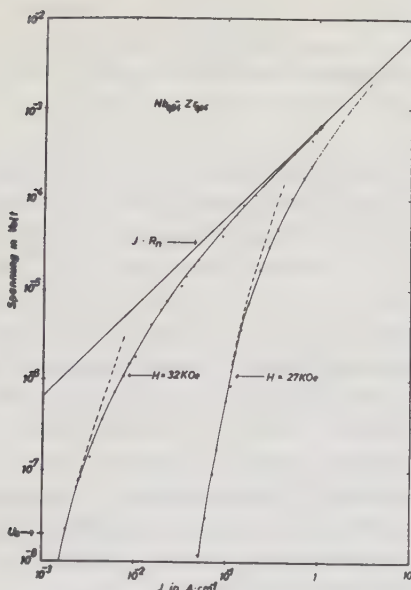


Fig. 16: U-J-Charakteristik wie in Fig. 15 für $\text{Nb}_{0,94}\text{-Zr}_{0,06}$ bei $4,2^{\circ}\text{K}$.

Schwellspannungen von 10^{-6} V , wie sie verschiedentlich zur Messung von J_c in der Literatur angegeben werden, sind auf jeden Fall zu hoch.

Der strominduzierte Übergang einer supraleitenden Oberflächenschicht im äußeren Magnetfeld $H_{c2} < H < H_{c3}$ ist vor kurzem auch von Bellau [50] systematisch untersucht worden. Seine Meßergebnisse stimmen mit den unseren qualitativ überein. Auch Bellau findet ein breites Übergangsgebiet für das Auftreten von Spannung und Widerstand. Bellau fittet seine Meßkurven über den ganzen Bereich mit folgendem Ausdruck:

$$J = \frac{U}{R_n} + A (H_0 - H)^2 + B (H_0 - H) U^{1/2}$$

wobei R_n = Normalwiderstand der Probe. A und B sind Fitparameter, H_0 ergibt sich ungefähr zu H_{c3} .

Es stellen sich nun die Fragen, ob J_{c1} oder J_{c2} begriffsmäßig mit der von Abrikosov und Park, bzw. Fink berechneten kritischen Stromstärke identisch sind und welcher physikalische Mechanismus für das Auftreten von Widerstand verantwortlich ist.

Eine mögliche Ursache für das Auftreten dieses breiten Überganges in den Normalzustand ist, daß der Ginzburg-Landau-Parameter κ in der Oberfläche längs des Stromweges variiert, wie das in realen Proben der Fall sein kann. Eine andere Möglichkeit ist, daß das von außen angelegte Magnetfeld mit Teilen der Oberfläche, mikroskopisch gesehen, Winkel bildet.

Davon ausgehend, entwickeln Swartz und Hart zur Beschreibung des kritischen Oberflächenstromes das "Critical Surface Pinning Model", mit dem wir versuchsweise das von uns gemessene Auftreten von Widerstand deuten wollen.

2) Das "Critical Surface Pinning Model"

Der Grundgedanke bei Swartz und Hart ist, daß im Experiment das möglichst parallel angelegte äußere Magnetfeld immer noch einen kleinen Winkel mit der Probenoberfläche bildet oder das Magnetfeld des Transportstromes stellenweise eine Normalkomponente zur Oberfläche besitzt. Swartz und Hart nehmen an, daß das Magnetfeld die Oberfläche in quantisierten Flußwirbeln durchsetzt. Der Transportstrom übt eine Kraft auf die Flußwirbel aus. Der Strom wird dann kritisch, wenn die auf die Flußwirbel ausgeübte Kraft größer ist, als die auf die Flußwirbel wirkenden Haftkräfte. In diesem Fall findet eine Bewegung der Wirbel statt, die mit Energiedissipation verbunden ist. Es tritt eine Spannung in Stromrichtung auf.

Die Existenz von Flußwirbeln in der Oberflächenschicht ist theoretisch noch nicht fundiert, da De Gennes die Ginzburg-Landau-Gleichungen mit Randbedingung nur eindimensional gelöst hat. Nur für den Fall, daß der Winkel zwischen Magnetfeld und Oberfläche 90° beträgt, hat Tinkham diese Wirbelstruktur theoretisch gefunden.

Das Problem lautet also, die Ginzburg-Landau-Gleichungen mit Randbedingung zu lösen für den Fall, daß das äußere Feld $H > H_{c2}$ mit der Oberfläche einen beliebigen Winkel einschließt.

Wir wollen nun nachsehen, ob mit der Vorstellung des "Critical Surface Pinning Model" unsere Messungen der strominduzierten Übergänge verstanden werden können.

Die Überlagerung von Transportstrom und Flußwirbeln im Probeninneren kennt man bereits im sogenannten Mischzustand, also wenn sich der Typ-II-Supraleiter in einem äußeren Magnetfeld $H_{c1} < H < H_{c2}$ befindet. Hierzu liegen eine Reihe von theoretischen und experimentellen Ergebnissen vor, die wir versuchsweise auf den Fall der Oberflächensupraleitung übertragen und mit unseren Messungen vergleichen wollen. Auch im Mischzustand tritt beim Übergang zur Normalleitung ein vom Transportstrom und angelegtem Magnetfeld abhängiger Widerstand auf.

Nach Kim [51] gilt für die Bewegungsgleichung der Flußwirbel

$$\underline{F}_l = \underline{F}_p + \eta \underline{v}_l$$

$\underline{F}_l$ = vom Strom auf Flußwirbel ausgeübte Lorentzkraft

$$\underline{F}_l = \frac{J \times \underline{\phi}_0}{c}$$

ϕ_0 = Flußquant.

$\underline{F}_p$ = Haftkraft.

η = ein skalarer Dämpfungsfaktor.

$\underline{v}_l$ = Wandergeschwindigkeit der Flußwirbel.

Man kann zeigen, daß bei einer homogenen Probe für die infolge der Wirbelbewegung auftretende Spannung in Stromrichtung gilt:

$$U = \frac{\phi \cdot B}{\eta \cdot c^2} \cdot (J - J_p)$$

dabei ist B die mittlere Flußdichte und J_p diejenige Stromstärke, bei der die Lorentzkraft $\underline{F}_l(J_p)$ und die Haftkraft $\underline{F}_p$ gleich groß sind. Bei festem B ist $U \propto (J - J_p)$.

Eine Anzahl von Messungen sprechen für die Richtigkeit dieser Vorstellung für den Mischzustand.

Die Strom-Spannungskurven zeigen im Mischzustand für konstantes H zuerst einen gekrümmten und anschließend linearen Anstieg, wobei $\partial U / \partial J$ noch nicht der ohm'sche Widerstand für den Normalzustand ist.

Jones et al. [52] und Chang und Rose-Innes [53] haben experimentell nachgewiesen, daß der nicht lineare Teil der Kurve davon herrührt, daß die Probe Inhomogenitäten aufweist. J_p ist dann längs der Strombahn verschieden. Nimmt man an, daß J_p alle Werte in dem Intervall $(J_{p,\min}, J_{p,\max})$ mit gleicher Häufigkeit annimmt, ergibt sich für den Gesamtstrom: $J < J_{p,\max}$
 $U \propto (J - J_{p,\min})^2$.

Sehen wir uns daraufhin unsere Meßkurven noch einmal an. Fig. 17 zeigt in linearem Maßstab die bereits in Fig. 16 dargestellte Strom-Spannungskurve einer Nb_{0,94}-Zr_{0,06}-Probe bei H = 27,0 kOe. Der gekrümmte Teil der Kurve bei kleinen Spannungen wird, wie im Mischzustand, beschrieben durch $U \propto (J - J_{\min})^2$. Allerdings haben wir diese quadratische Abhängigkeit nicht immer gefunden.

$U = f(J)_H$ wächst für größere Stromwerte nur wenig stärker als linear an. Das gleiche Ergebnis haben wir auch bei einer aus-

geheizten $\text{Nb}_{0,94}\text{-Zr}_{0,06}$ -Probe gefunden.

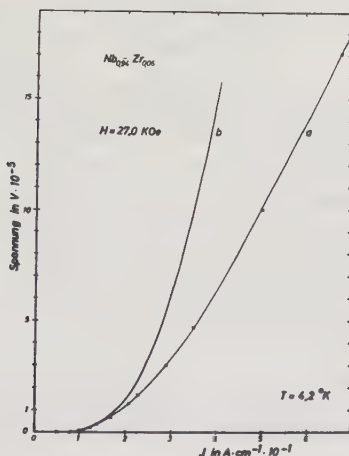


Fig. 17: Die Strom-Spannungskurve aus Fig. 16 für $H = 27 \text{ kOe}$ in linearem Maßstab. In Kurve a ist J der teilweise bereits durch das Probeninnere fließende, im Experiment gemessene Gesamtstrom.

In Kurve b ist J der durch eine Korrektur ermittelte Oberflächenstrom.

Die U-J-Charakteristik ist also sehr ähnlich derjenigen, die im Mischzustand auftritt, zumal auch da für den oberen Kurvenast ein nicht immer exakt linearer Anstieg gemessen wird. Wir ziehen den Schluß, daß unsere Messungen der strominduzierten Übergänge dem "Critical Surface Pinning Model" nicht widersprechen.

LITERATUR

- 1 V. L. Ginzburg und L. D. Landau
Zh. Eksperim. i. Teor. Fiz., 20, 1064 (1950)
- 2 L. P. Gor'kov
Zh. Eksperim. i. Teor. Fiz., 36, 1918 (1959)
(Engl. Übers.: Soviet Phys. - JETP 9, 1364
(1959), 10, 998 (1960)).
- 3 P. G. De Gennes,
Superconductivity of Metals and Alloys, Benjamin, New York (1966)
- 4 P. G. De Gennes,
Phys. kondens. Materie 3, 79 (1964)
- 5 A. A. Abrikosov,
Zh. Eksperim. i. Teor. Fiz., 32, 1442 (1957)
(Engl. Übers.: Soviet Phys. JETP 5, 1174
(1957))
- 6 U. Eßmann und H. Träuble,
Phys. Letters 24, 526 (1967)
- 7 P. G. De Gennes and D. Saint-James,
Phys. Letters 7, 306 (1963)
- 8 B. Rosenblum und M. Cardona,
Phys. Letters 9, 220 (1964)
- 9 J. P. Hurault,
Phys. Letters 20, 587 (1966)
- 10 J. G. Park,
Phys. Rev. Letters 15, 352 (1965)
- 11 J. G. Park,
Phys. Rev. Letters 16, 1196 (1966)
- 12 A. A. Abrikosov,
Zh. Eksperim. i. Teor. Fiz., 47, 720
(1964) (Engl. Übers.: Soviet Phys. JETP 20,
480 (1965))

- 13 H. J. Fink,
Phys. Rev. Letters 17, 696 (1966)
- 14 H. R. Hart und P. S. Swartz,
Phys. Rev. 156, 403 (1967)
- 15 H. J. Fink und L. J. Barnes,
Phys. Rev. Letters 15, 792 (1965)
- 16 W. J. Tomasch and A. S. Joseph,
Phys. Rev. Letters 12, 148 (1964)

C. F. Hempstead und Y. B. Kim,
Phys. Rev. Letters 12, 145 (1964)

G. Bon Mardion, B. B. Goodman und A. Lacaze,
Phys. Letters, 8,15 (1964)

M. Strongin et al.,
Phys. Rev. Letters, 12, 442 (1964)
- 17 M. Tinkham,
Phys. Lett. 9, 217 (1964)
- 18 R. V. Bellau,
Proc. Phys. Soc., 91, 144 (1967)
- 19 H. R. Hart und P. S. Swartz,
Phys. Letters 10, 40 (1964)
- 20 M. Tinkham,
Phys. Rev. 129, 2413 (1963)
- 21 G. Fischer und R. Klein,
Phys. Letters 23, 311 (1966)
- 22 H. J. Fink und Barnes,
Phys. Letters 20, 583 (1966)
- 23 P. S. Swartz und H. R. Hart,
Phys. Rev. 137, 818 (1965)
- 24 W. Winkler,
Diplomarbeit, Universität Erlangen (1968)

- 25 R. P. Doidge, Kwan Sik-Hung und D. R. Tilly,
Phil. Mag. 13, 795 (1966)
- 26 P. C. Wraight,
Phys. Letters 26, 140 (1968)
- 27 A. Rothwarf,
Phys. Letters 24, 343 (1967)
- 28 W. Fuchs,
Diplomarbeit Universität Erlangen (1968)
- 29 G. Lüders,
Zeitschr. f. Phys., 202, 8 (1967)
- 30 G. Ebner, L. Teword,
Zeitschr. f. Phys., 185, 421 (1965)
- 31 G. W. Webb,
Solid State Comm., 6, 33 (1968)
- 32 J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer,
Phys. Rev. 108, 1175 (1957)
- 33 R. W. Shaw, D. E. Mapother, D. C Hopkins,
Phys. Rev. 120, 88 (1960)
- 34 D. K. Finnemore, T. F. Stromberg, C. A. Swenson,
Phys. Rev. 149, 231 (1966)
- 35 J. C. Swihart,
JBM J. Res. Develop. 6, 14 (1962)
- 36 V. L. Ginzburg,
Zh. Eksperim. i. Teor. Fiz., 30, 593 (1956)
(Engl. Übers.: Soviet Phys. JETP. 3, 623 (1956))
- 37 L. P. Gor'kov,
Zh. Eksperim. i. Teor. Fiz., 37, 837, 1407 (1959)
(Engl. Übers.: Soviet Phys. - JETP. 9, 1364 (1959))
- 38 K. Maki,
Physics 1, 21 (1964)

- 39 E. Helfand, N. R. Werthamer,
Phys. Rev. 147, 288 (1966)
- 40 C. K. Jones, J. K. Hulm, B. S. Chandrasekhar,
Rev. Mod. Phys., 36, 74 (1964)
- 41 F. J. Morin, J. P. Maita,
Phys. Rev. 129, 1115 (1963)
- 42 B. B. Goodman,
JBM. J. Res. Develop., 6, 63 (1962)
- 43 G. Rupp und K. Kwasnitza,
Phys. Letters 23, 40 (1966)
- 44 B. Bertman und M. Strongin,
Phys. Rev. 147, 268 (1966)
- 45 R. W. Rollins und J. Silcox,
Phys. Rev. 155, 404 (1967)
- 46 W. F. Druyvesteyn und J. Volger,
Philips Res. Reports 19, 359 (1964)
- 47 R. V. Bellau,
Phys. Letters 21, 13 (1966)
- 48 P. S. Swartz und H. R. Hart,
Phys. Rev. 156, 412 (1967)
- 49 P. V. Christiansen,
Solid State Comm. 4, 607 (1966)
- 50 R. V. Bellau,
Solid State Comm. 5, 533 (1967)
- 51 Y. B. Kim, A. R. Strnad und C. F. Hempstead,
Phys. Rev. Letters 13, 794 (1964)
- 52 R. G. Jones, E. H. Rhoderick und A. C. Rose-Innes,
Phys. Letters 24, 318 (1967)
- 53 C. C. Chang und A. C. Rose-Innes,
Phys. Letters 26, 634 (1968)

Herrn Prof. Dr. H. Wegener danke ich herzlich für sein Vertrauen und seine Unterstützung beim Aufbau unserer Supraleitungsgruppe und der Durchführung dieser Arbeit.

Meinen Mitarbeitern G. Rupp, W. Winkler und G. Breuing schulde ich Dank für gute Zusammenarbeit und Hilfe bei den Messungen.

Diese Untersuchung wurde durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft gefördert.

Lebenslauf

Name: Kurt Kwasnitza

Geboren am: 6. Januar 1936

in: Heinrichsdorf (Mähr. Ostrau)
Tschechoslowakei

Eltern: Theofil und Hildegard Kwasnitza

Wohnsitz: Bis 1946 in Oderberg (Tschechoslowakei)
Von 1946 bis 1949 in Dobenreuth bei
Forchheim in Oberfranken.
Von 1949 bis 1967 in Forchheim.
Seit 1967 in Erlangen, Im Heuschlag 20

Familienstand: Verheiratet.

Schulausbildung: Von September 1942 bis August 1947 Besuch der Volksschule, von September 1947 bis August 1956 Besuch des Humanistischen Neuen Gymnasiums in Bamberg. Von November 1956 bis Juli 1962 Studium der Physik an der Universität Erlangen-Nürnberg.

Abgelegte Prüfungen: Abitur: Juli 1956
Diplomvorprüfung für Physik: 5. Mai 1959
Diplomhauptprüfung für Physik: 26. 7. 1962

Stellungen: Vom 20. Mai 1963 bis 31. Juli 1964 wissenschaftliche Hilfskraft, seit dem 1. Aug. 64 Verwalter der Dienstgeschäfte eines wissenschaftlichen Assistenten am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg.

Erlangen, 10. 12. 1968

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 8520 Erlangen Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990
